ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

Том XVIII

1954

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

Материалы
Совещаний по β-γ-спектроскопии

1952 — 1953 гг.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XVIII, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

В. А. КРАВЦОВ

ЭНЕРГИИ СВЯЗИ И ЯДЕРНЫЕ ОБОЛОЧКИ*

Первые указания на периодичность в строении ядер были сделаны А. Щукаревым [49]. Несколько позже Д. Иваненко и Е. Гапон [1] азали на возможность образования в ядрах заполненных оболочек, алогичных электронным оболочкам атома. Идеи Щукарева, Иваненко и пона были развиты в ряде работ Эльзассера [2]. Для изучения периочности в строении ядер одним из первых применил понятие дефекта ссы И. П. Селинов [8]. Последующее развитие теории ядра способстволо созданию капельной модели ядра Я. И. Френкелем [3—6] и статистиской теории ядра Л. Д. Ландау [7] и другими. Но углубление наших аний о ядрах показало, что капельная модель ядра оказалась не способй объяснить ряд фактов, и вновь возник интерес к периодичности в оении ядер и к ядерным оболочкам. В многочисленных советских ботах последних лет И. П. Селинов [8—10], М. А. Левитская [11—13], А. Левитская и Л. Рапопорт [14], С. А. Щукарев [15] и А. П. Знойко 6], систематизируя экспериментальный материал, установили наличие характер периодичности в строении ядер. Большой интерес представют работы Д. Иваненко и В. Родичева [17] и Д. Иваненко и А. Сокова [18], в которых сделана попытка обосновать числа нуклонов, обрающих замкнутые ядерные оболочки, путем применения методов статиической теории атома к ядру. Метод Иваненко, Родичева и Соколова, звитый далее другими авторами [19, 20], является теоретически наилее обоснованной попыткой объяснить ядерные оболочки.

Хотя модель ядерных оболочек представляет собой второе приближее по сравнению с капельной моделью ядра, теоретическое обоснование оения оболочек, если не считать цитированных работ Иваненко с соудниками [17, 18], представляется очень неубедительным. В большом сле американских и немецких работ [21—25] каждый из нуклонов расатривается как отдельная частица, движущаяся в ядре в усредненном ле всех других частиц. Заполнение нейтронной оболочки рассматриэтся независимо от оболочки из протонов. Единственной связью между отонами и нейтронами в ядре можно считать лишь введение усредненго «виннобутылочного» потенциала в работе [23], который все же не ьяснил порядка уровней в ядре. В других работах взаимодействие нейонов и протонов и влияние протонных оболочек на нейтронные не предатривается никак. Между тем имеющиеся экспериментальные данные, пример опыты по рассеянию нейтронов протонами и протонов протоми, подтверждают, что существует взаимодействие нейтронов с протоми, так же как и протонов с протонами. При этом теоретический анализ, оведенный в работах [26, 27], показывает, что при энергии рассматриемых частиц около 30 MeV и более появляется разница между взаимойствием протонов с протонами (p — p) и нейтронов с протонами (n — p). и меньших энергиях частиц оба типа взаимодействия не отличимы. ким образом, эти экспериментальные данные бесспорно доказывают,

---

* Доложено на Совещании в АН СССР 22 марта 1952 г.

что существует n — p-взаимодействие того же порядка, что и p — p-вза модействие. Следовательно, экспериментальные факты по рассеяни нуклонов говорят о том, что нельзя рассматривать строение нейтронн оболочек независимо от протонных. С философской точки зрения незав симое рассмотрение нейтронных и протонных оболочек тоже совершен неверно. Еще большие сомнения возникли после появления работы Л и Таунс [28], в которой сопоставлением масс ядер было установлен что нет оболочек в отдельности из 20 протонов или из 20 нейтроно а есть лишь отдельное особо устойчивое ядро Ca^{40}.

Эти причины привели к выводу о необходимости провести анализ эк периментальных данных, для того чтобы проверить правильность осно ных положений теории ядерных оболочек. В данной работе исходны материалами для изучения оболочек были приняты измерения масс ат мов, измерения энергий ядерных реакций, энергий радиоактивных пр вращений и другие экспериментальные данные по измерениям масс и эне гий. Этот выбор энергетического рассмотрения оправдывается преж всего большей убедительностью всяких сопоставлений энергий. Кро того, наличие большого числа измерений масс и энергий, относящих к ядру, и достаточная точность этих измерений позволяют пользовать обильным и доброкачественным материалом для сопоставлений.

Для того чтобы сделать возможным подобное изучение энергетическ материалов, мы произвели вычисление энергий связи нуклонов ядер всем имеющимся экспериментальным данным. При этих расчетах прои водилось сопоставление опубликованных экспериментальных матери лов, проверка их точности и отбор наиболее надежных значений. При эт нами были составлены таблицы энергий связи нуклонов легких яд $E(Z, N)$ (где Z — порядковый номер (число протонов в ядре), а N — чис нейтронов в ядре) для 190 ядер — для изотопов от водорода ($Z = 1$) цинка ($Z = 30$). В этой области найдены энергии связи всех известн ядер. Для нахождения энергий связи ядер для $Z < 10$ мы использова массы атомов, найденные Ли и другими [29] путем уравновешивания способу наименьших квадратов энергий реакций, полученных из опыт Остальные энергии связи нуклонов легких ядер были нами вычислены наиболее надежным масс-спектрографическим измерениям, измерени энергий ядерных реакций и энергий радиоактивных превращений [6

Нами были также вычислены из экспериментальных данных энерг связи нуклонов тяжелых ядер всех известных изотопов от платины ($Z = 78$) до калифорния ($Z = 98$). Кроме энергий связи ядер известн изотопов, мы смогли, используя известные закономерности, путем инт поляции найти небольшое число энергий связи ядер пока еще не получ ных изотопов. Всего в области тяжелых ядер мы определили энергии св нуклонов ядер 238 изотопов. Величины энергий связи нуклонов тяжел ядер с погрешностями и с подробным описанием порядка их вычислен из экспериментальных данных опубликованы автором в [30].

Для средней области периодической таблицы элементов от галл ($Z = 31$) до иридия ($Z = 77$) из опытных данных пока можно было выч лить всего лишь 59 энергий связи нуклонов ядер, 55 энергий связи посл них нейтронов и отдельные разности энергий связи ядер. Таким образ во всей последовательности известных устойчивых и радиоактивных я удалось определить по экспериментальным данным около 500 энер связи нуклонов ядер.

Средняя погрешность в определении нами энергий связи ядер сост ляет около ± 0,1 MeV. Точность полученных нами значений энер связи прекрасно характеризуется хорошим их согласием с новыми экс риментальными данными. Например, уже после сдачи нами в печ таблиц энергий связи тяжелых ядер [30] была опубликована работа Ме ке и других [31] о новом побочном радиоактивном ряде U^{227}. В этой раб сообщается, в частности, об измерении энергии α-распада ядра Em

до этого не известного. В составленных нами таблицах [30] энергия связи ядра Em^{215} определена интерполяцией по кривым. Энергия связи вновь открытого ядра Em^{215} была вторично вычислена нами по экспериментальным данным работы [31] и в точности совпала с энергией, полученной интерполяцией. Этот факт подтверждает точность табличных данных [30]. Как подтверждает ряд новых экспериментальных работ, выбор масс-спектрографических данных для тяжелых ядер, произведенный в таблицах [30], тоже оказался удачным. Некоторые сомнения по этому поводу, о которых мы говорили в § 8 объяснений к таблицам энергий связи тяжелых ядер [30], теперь можно считать полностью снятыми. Именно в работе Станфорда и сотрудников [32] опубликованы новые подробные данные о масс-спектрографических измерениях масс тяжелых атомов. Сравнение их с массами, принятыми нами при составлении таблиц, показывает, что масса атома изотопа ${}_{82}Pb^{208}$, лежащая в основе таблиц, в точности совпадает с новыми измерениями. Массы атомов ${}_{90}Th^{232}$, ${}_{92}U^{234}$ и ${}_{92}U^{238}$ по новым измерениям расходятся с приведенными в таблицах [30] лишь в пределах, незначительно превышающих погрешности. Измерения масс атомов ${}_{82}Pb^{208}$ и ${}_{83}Bi^{209}$ производились последнее время также Ричардсом и другими [33] новым методом — по сравнению времен полетов ионов по спиральной орбите в хронотроне (см. также [34]). Масса атома ${}_{82}Pb^{208}$, измеренная в хронотроне, вновь совпала с массами по работе [32] и с массой, принятой нами при составлении таблиц энергий связи. Масса атома ${}_{83}Bi^{209}$ отличается от табличных на величину, меньшую погрешности. Схема β-распада Pb^{214} (RaB), установленная оценкой по кривым [30], подтверждена экспериментально в работе Э. Берловича [68]: $E_\beta + E_\gamma$ совпало в пределах погрешности. Все эти примеры показывают, что таблицы энергий связи тяжелых ядер [30], примененные в настоящей работе, имеют удовлетворительную точность.

Из энергий связи нуклонов ядер нами были вычислены энергии связи «последних» протонов e_p и «последних» нейтронов e_n по формулам:

$$\left.\begin{aligned} e_p(Z, N) &= E(Z, N) - E(Z-1, N), \\ e_n(Z, N) &= E(Z, N) - E(Z, N-1). \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

Величины энергий связи последних нейтронов и последних протонов включены в таблицы энергий связи ядер [30, 69]. Кроме этого, в таблицах содержатся также энергии связи последних пар протонов e_{2p} и энергии связи последних пар нейтронов e_{2n}, вычисленные по формулам:

$$\left.\begin{aligned} e_{2p}(Z, N) &= E(Z, N) - E(Z-2, N), \\ e_{2n}(Z, N) &= E(Z, N) - E(Z, N-2). \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Из табличных энергий связи нуклонов ядер можно вычислять также энергии связи «последних» дейтронов, α-частиц и т. д.

В настоящей работе путем сопоставления различных энергий связи, полученных из опытных данных, были проверены и установлены различные закономерности, связанные со строением атомных ядер. Работа содержит две части:

1. Общие закономерности изменения энергий связи в атомных ядрах,
2. Характер и строение оболочек по энергетическим данным.

I. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

1. Периодичность в строении ядер по удельным энергиям связи

Для выяснения характера строения атомных ядер часто пользуются графиком зависимости удельной энергии связи ядра $\frac{E}{A}$ от массового

числа A. Практически этот график имеет такой же вид, как график зависимости коэффициента упаковки P от массового числа A, так как коэффициент упаковки изменяется пропорционально удельной энергии связи. Подобные графики приводились много раз, один из последних дан в работе И. П. Селинова [9]. Все эти графики, особенно последний, хорошо передают картину изменения удельной энергии связи легких ядер до массового числа $A = 60$. Для ядер с большей массой масс-спектрографические

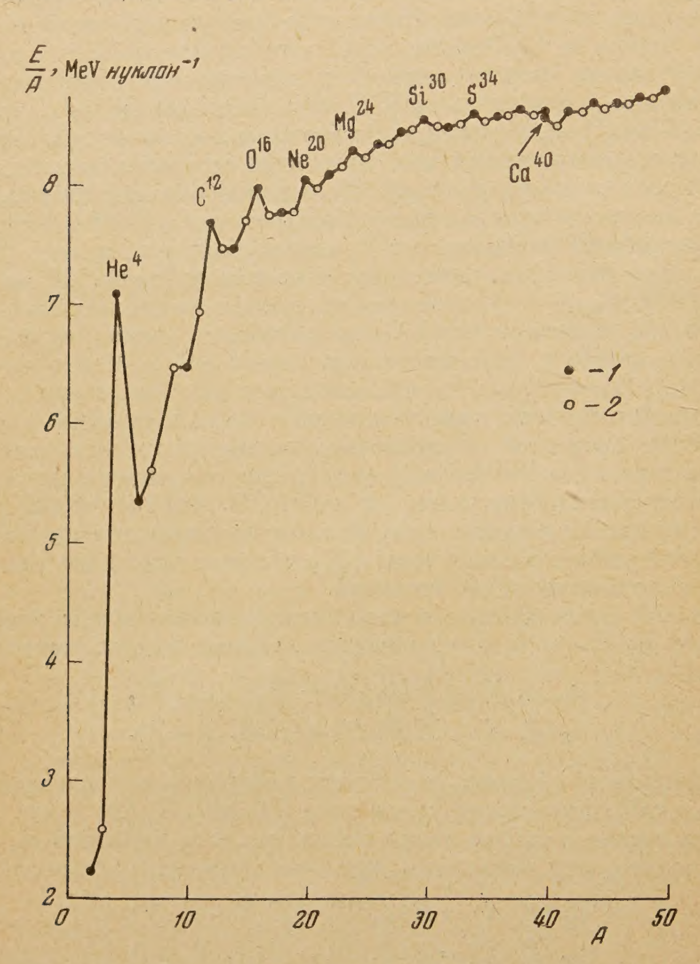


Рис. 1. Зависимость удельной энергии связи ядра E/A от массового числа A для устойчивых ядер с массовыми числами $A = 2 \div 50$: *1* — для ядер с четным A, *2* — для ядер с нечетным A

измерения до самых последних лет были недостаточно точны, и кривая для $A > 60$ тоже была недостаточно точной. В последние два года число данных о массах атомов с $A > 60$ возросло и значительно увеличилась точность измерения масс. На основании составленных нами таблиц энергий связи ядер [30, 69] мы построили новые графики зависимости удельной энергии связи ядер от массового числа, изображенные на рис. 1—3. На этих графиках представлены удельные энергии связи только устойчивых или моно α-радиоактивных ядер.

Рис. 1 представляет зависимость удельной энергии связи устойчивых ядер с массовыми числами $A = 2 \div 40$. На этом графике мы видим резко выраженные максимумы удельной энергии связи у ядер He^4, C^{12} и O^{16}

[М]енее резко выделяются максимумы удельной энергии связи у ядер Ne^{20}, [M]g^{24}, Si^{30} и S^{34}. Для ядер с массовыми числами, превышающими 20, видны [«]четно-нечетные колебания» удельной энергии связи. Новые более точные [з]начения масс на этом графике не дают ничего нового по сравнению с гра[ф]иком в работе Селинова [9].

На рис. 2 дан график зависимости удельной энергии связи устойчи[в]ых ядер от величины массового числа A для интервала массовых чисел [A] $= 40 \div 140$. Вертикальный масштаб на рис. 2 в 10 раз больше, чем на

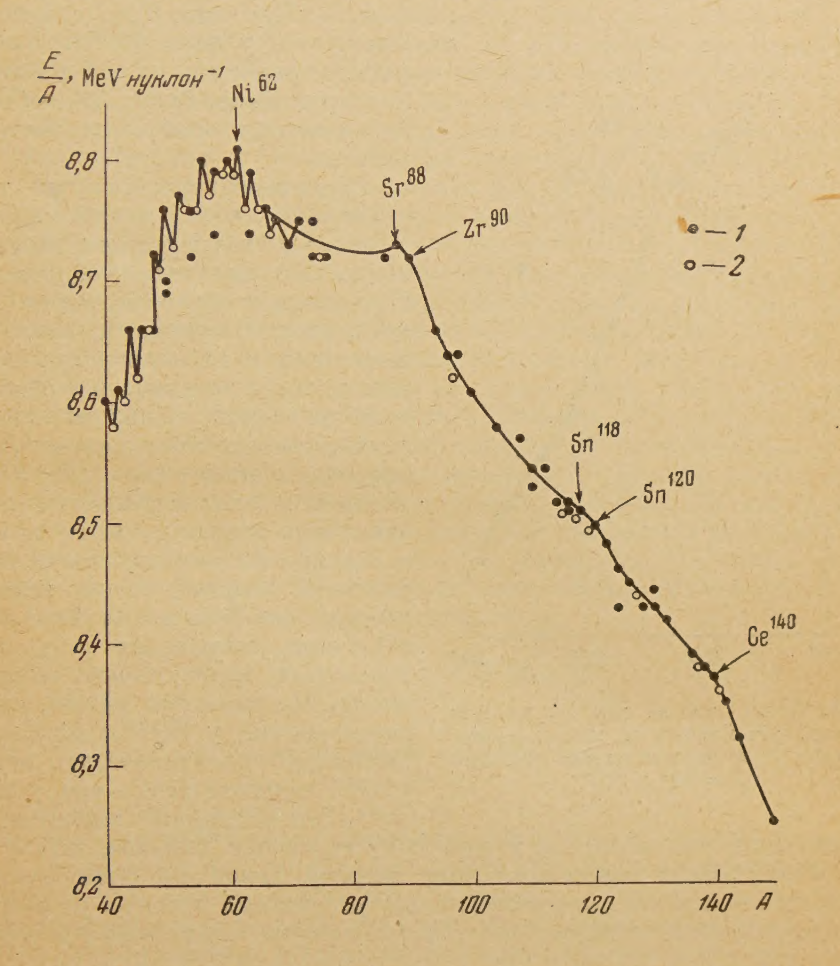


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для массовых чисел $A = 40 \div 140$. По сравнению с рис. 1 масштаб по оси ординат увеличен в 10 раз

[р]ис. 1. Ясно видны четно-нечетные колебания удельной энергии связи на [у]частке $A < 70$, т. е. там, где энергии связи известны для всех ядер [п]одряд. Общий ход кривой имеет несколько переломов — у ядер Ni^{62}, Sr^{88}, [S]n^{120} и Ce^{140}. Как видно из рис. 2, каждый перелом в ходе кривой опреде[л]яется тем, что до перелома, т. е. для $A < A_{пер}$, мы имеем либо рост (до [N]i^{62}), либо меньшее убывание удельной энергии связи, после же перелома, [т]. е. для $A > A_{пер}$, удельная энергия связи убывает быстрее. Ядро, лежа[щ]ее на точке перелома, является ядром с повышенной устойчивостью, [с] замкнутой оболочкой нуклонов. Особо устойчивое ядро Ni^{62} выделяется [т]акже и на графике в работе Селинова [9], но на графике в работе Дак[в]орса и Престона [35] на точке перелома кривой лежит ядро Ni^{60}. Следую[щ]им особо устойчивым ядром по рис. 2 должно быть ядро Sr^{88}, в то время

как в работе Дакворса и Престона [35] указано ядро Zr^{90}. Следующими особо устойчивыми ядрами по рис. 2 должны быть Sn^{120} и Ce^{140}, что соот ветствует выводам из работ Дакворса и сотрудников [35, 36].

На рис. 3 изображена зависимость удельной энергии связи тяжелы устойчивых и моно-α-радиоактивных ядер от массового числа A для $A >$ > 180. На этом графике мы види только один перелом у ядра Bi^{209}, что расходится с данными работы Дак ворса и Престона [35], где перело отмечается у ядра Pb^{208}. Противо речия с выводами из работ Дакворс и сотрудников будут подробно об суждены во второй части настояще работы.

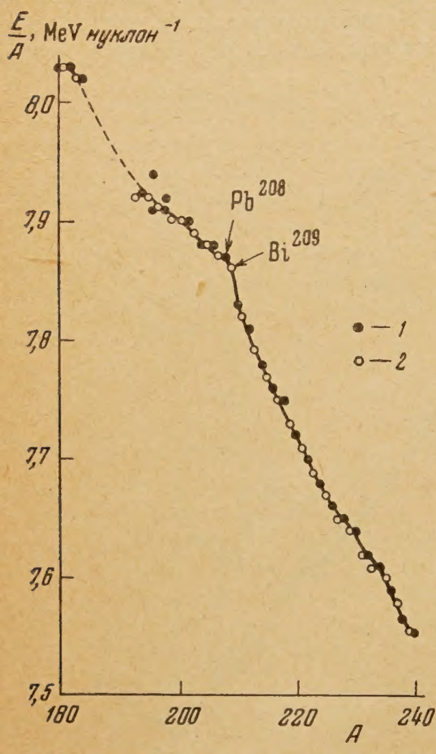


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для тяжелых устойчивых и моно-α-радиоактивных ядер с массовыми числами $A = 180 \div 240$

Сравнение переломов на рис. показывает, что резкость переломо убывает с возрастанием массового числа. По аналогии с заполнение электронных оболочек можно ожи дать, что последняя или, может быть последняя и несколько предпослед них частиц, замыкающих оболочку должны иметь бо́льшую энерги связи, чем несколько первых частиц присоединяемых сверх оболочки. увеличением числа нуклонов в ядре изменение энергии связи одной при соединяемой частицы скажется н удельной энергии всего ядра те меньше, чем больше A. Это вполн объясняет уменьшение резкости пе реломов с возрастанием массовог числа. Но, несмотря на это, сравне ние перелома у Bi^{209} и переломов Sn^{120} и Ce^{140} показывает, что перело у Bi^{209} выражен резче, чем у Sn^{120} Ce^{140}. Это бесспорно является при знаком того, что оболочка у ядра Bi^{209} выражена сильнее, чем у яде Sn^{120} и Ce^{140}. Если взять изменение энергий связи на один нуклон олова, церия и свинца, мы получим для устойчивых и моно-α-радиоактив ных ядер следующие цифры (табл. 1). Следовательно, скачок в изменени

Таблица 1

Изменение энергий связи

(MeV нуклон$^{-1}$)

Cd^{110}		Xe^{130}		Pt^{194}	
	8,03		7,66		6,98
Sn^{120}		Ce^{140}		Pb^{208}	
	7,20		6,32		4,93
Xe^{126}		Nd^{144}		Em^{216}	

энергии связи на нуклон у Sn^{120} — 0,83 MeV, у Ce^{140} — 1,34 MeV и Pb^{208} — 2,05 MeV, т. е. наибольшая резкость перелома у Pb^{208}, видима на графиках, подтверждается и цифровыми данными.

Эти общие предварительные соображения будут подробнее проанал зированы во второй части работы по изменению энергий связи последни присоединяемых к ядру, частиц.

2. Спины и энергии связи нуклонов

Опытные данные показывают, что энергия, выделяющаяся при присоединении нечетного нейтрона, всегда меньше, чем энергия, выделяющаяся при присоединении следующего, четного нейтрона. То же самое имеет место и для четных и нечетных протонов. Отсюда естественно сделать предположение, что внутри ядра образуются пары из нейтронов (бинейтроны) и пары из протонов (бипротоны). Попытки получить отдельно, вне ядра, бинейтрон или бипротон пока безуспешны. Эти пары образуются из нуклонов с равными по абсолютной величине, но противоположно направленными моментами количества движения (спинами).

В теории ядерных оболочек, предложенной Майер и Хаксель [22, 25], объясняющей число нуклонов в оболочках существованием в ядре сильной спин-орбитальной связи, в числе других гипотез высказано предположение о том, что энергия образования в ядре пар протонов или пар нейтронов сильно зависит от величины моментов спариваемых частиц и, по утверждению цитированных авторов, возрастает с их увеличением. Эта гипотеза служит для объяснения того, что ядра с большими спинами встречаются редко. С точки зрения современных представлений эта гипотеза кажется довольно естественной, может идти лишь речь о том, сильно или слабо сказывается величина момента на энергии образования пары.

Все четно-четные ядра имеют, как показывает опыт, спин, равный нулю. Это можно объяснить тем, что бинейтроны и бипротоны, образующиеся в ядре, состоят, как выше уже говорилось, из нуклонов с равными по абсолютной величине, но противоположными по направлению моментами. Очевидно в таком случае, что спин ядер с нечетным массовым числом целиком определяется полным моментом количества движения нечетного нуклона. Энергия образования пар нейтронов Δ_n равна разности энергий связи последнего четного и нечетного нейтронов; аналогично получается энергия образования пар протонов Δ_p:

$$\Delta_n = e_n(N) - e_n(N-1) \tag{3}$$

и

$$\Delta_p = e_p(Z) - e_p(Z-1), \tag{4}$$

где N и Z — четные числа.

Величины энергий связи последних нейтронов e_n и последних протонов e_p вычислены из экспериментальных данных и имеются в таблицах энергий связи. Спины многих ядер измерены, и есть возможность сопоставить энергии образования пар нуклонов и величины спинов.

В табл. 2 приведены энергии образования пар нуклонов в разных ядрах с нечетными массовыми числами и известными спинами. Левая половина таблицы содержит ядра с нечетным числом протонов, спин которых, по предположению, обусловлен состоянием нечетного протона. В ней поэтому приводится энергия образования пар протонов Δ_p, вычисленная по формуле (4) по данным таблиц энергий связи. Правая половина таблицы содержит ядра с нечетным числом нейтронов, спин которых приписывается моменту нечетного нейтрона. В ней приводятся также энергии образования пар нейтронов Δ_n, вычисленные по формуле (3) по данным таблиц энергий связи.

Величины спинов ядер, приведенные в табл. 2, взяты из таблиц ядерных моментов Макка [37], кроме трех значений, взятых из новых работ, ссылки на которые даны около величин спинов в скобках.

Изучение данных, приведенных в табл. 2, показывает, что резко выраженной зависимости энергии образования пар нуклонов в ядре от величины спина нет. Действительно, наибольшая энергия образования пары нуклонов — 7,6 MeV (Li^7) — соответствует спину $^3/_2$, а наименьшая — 0,2 MeV (Np^{237}) — спину $^5/_2$. Рассмотрение табл. 2 показывает, что энер-

Таблица 2

Энергия образования пар нуклонов внутри ядер с нечетными массовыми числами и с разными спинами

Нечетное число протонов			Нечетное число нейтронов		
Ядро	Спин I, $\hbar$	Энергия образования бипротона Δ_p, MeV	Ядро	Спин I, $\hbar$	Энергия образования бинейтрона Δ_n, MeV
N^{15}	1/2	1,90±0,03	C^{13}	1/2	3,22±0,04
F^{19}	1/2	5,0 ±0,1	Si^{29}	1/2	2,04±0,06
P^{31}	1/2	1,6 ±0,1	Sn^{117}	1/2	2,3 ±0,5
Tl^{203}	1/2	0,5 ±0,7	Sn^{119}	1/2	2,5 ±0,4
Tl^{205}	1/2	0,5 ±0,3	Xe^{129}	1/2	2,7 ±0,7
			Pt^{195}	1/2	2,0 ±0,2
Li^{7}	3/2	7,6±0,1	Hg^{199}	1/2	1,0 ±1,2
B^{11}	3/2	4,7±0,1	Pb^{207}	1/2	0,67±0,02
Na^{23}	3/2	2,6±0,15			
Cl^{35}	3/2	2,0±0,1	Be^{9}	3/2	5,1 ±0,1
Cl^{37}	3/2	0,8±0,3	Ne^{21}	3/2	3,42±0,05
K^{39}	3/2	1,6±0,15	S^{33}	3/2	2,7 ±0,1
K^{41}	3/2	2,3±0,1	S^{35}	3/2	2,0 ±0,3
Cu^{63}	3/2	1,8±0,1	Cr^{53}	3/2 [40]	1,9 ±0,2
Cu^{65}	3/2	1,6±0,1	Xe^{131}	3/2	2,6 ±1,2
Au^{197}	3/2	1,3±1,4	Hg^{201}	3/2	1,4 ±0,9
Ac^{227}	3/2 [38]	0,9±0,4			
Pa^{231}	3/2	1,1±0,4	O^{17}	5/2 [39]	4,0 ±0,1
			Mg^{25}	5/2	3,78±0,02
Al^{27}	5/2	3,7±0,12	Zn^{67}	5/2	2,1 ±0,2
Mn^{55}	5/2	2,3±0,2			
Np^{237}	5/2	0,2±0,5	U^{235}	5/2 или 7/2	0,3 ±0,4
Sc^{45}	7/2	3,6±0,11			
V^{51}	7/2	3,0±0,13	Sr^{87}	9/2	2,7 ±0,3
Co^{59}	7/2	1,5±0,3			
Bi^{209}	9/2	0,4±0,1			

гия образования пар нуклонов у легких ядер значительно больше, чем у тяжелых. Так как гипотеза Майер о зависимости энергии образования пар нуклонов от величины моментов спариваемых частиц прежде всего относится к одному и тому же ядру, особенно интересно сравнить энергии образования пар у ядер с близкими массовыми числами. На примере ядер Cl^{35} и Cl^{37}, K^{39} и K^{41} мы видим, что ядра с одинаковыми спинами и близкими массами имеют энергии образования пар, сильно отличающиеся друг от друга. Интересным примером являются также ядра Xe^{129} и Xe^{131}, у которых разные спины, но энергии образования пар нейтронов одинаковы. Ценность этого примера несколько снижается большой погрешностью в значениях энергий. Во всяком случае из рассмотрения данных табл. 2 следует, что если и существует какая-либо зависимость между энергией образования пар нуклонов в ядрах от спина, то она является не главной зависимостью, а второстепенной. Примеры из табл. 2 показывают, что вряд ли можно всегда ожидать возрастания энергии образования пар с увеличением момента количества движения нуклона. Таким образом, экспериментальные данные ставят под некоторое сомнение гипотезу Майер о значительной зависимости энергии образования пар нуклонов в ядре от спина нуклона. Предварительно, из небольшого числа данных табл. 2, можно сделать некоторые заключения об основной зависимости энергии образования пар нуклонов в ядрах. Насколько можно судить по малому числу данных, энергия образования пар нуклонов главным образом зависит от массового числа ядер, а именно — энергия образования пар нуклонов в ядре убывает с увеличением массового числа.

3. Ход изменения энергии связи последних нуклонов

Как известно, при заполнении электронных оболочек атома энергия связи электрона с атомом (энергия ионизации) довольно регулярно растет по мере заполнения оболочек. Наибольшая энергия связи приходится на электрон, заканчивающий заполнение оболочки; наименьшую энергию связи имеет электрон, с которого начинается образование следующей оболочки. Имеет смысл проверить, существует ли подобный ход изменения энергий связи у нуклонов в ядре. Если считать правильным положение американских авторов о том, что нейтронные оболочки запол-

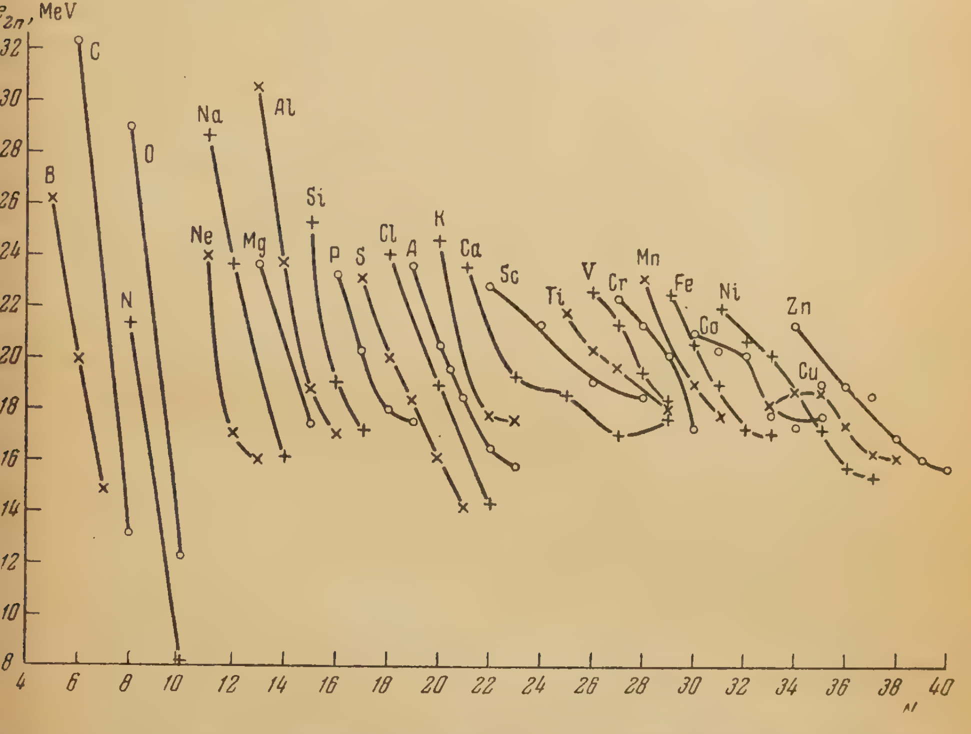


Рис. 4. Зависимость энергий связи пар нейтронов e_{2n} от числа нейтронов N в легких ядрах изотопов от B до Zn

няются самостоятельно и независимо от числа протонов в ядре, можно ожидать, что, по аналогии с электронными оболочками, энергия связи нейтронов должна расти по мере образования оболочки.

Здесь мы проанализируем ход изменения энергий связи последних нуклонов в зависимости от различных факторов. Для того чтобы не осложнять графики четно-нечетными колебаниями энергий связи, здесь будут рассматриваться не энергии связи последних нуклонов, а энергии связи пар нуклонов, равные сумме энергий связи двух соседних нуклонов одного типа, т. е. нечетного и четного протонов или нечетного и четного нейтронов. Энергии связи последней пары протонов обозначим e_{2p} и энергии связи последней пары нейтронов e_{2n}. Для вычисления энергий связи последних пар нуклонов мы использовали имеющиеся таблицы энергий связи легких и тяжелых ядер [30, 69]. По этим данным, полученным из опыта, нами были построены графики зависимости энергий связи пар нейтронов от числа нейтронов в ядре.

На рис. 4 представлена зависимость энергий связи пар нейтронов от числа нейтронов в легких ядрах изотопов от бора до цинка. На рис. 5

изображена та же зависимость для изотопов от платины до кюрия. На этих графиках кривыми соединены точки, относящиеся к ядрам изотопов одного и того же элемента, символ которого написан у каждой из кривых.

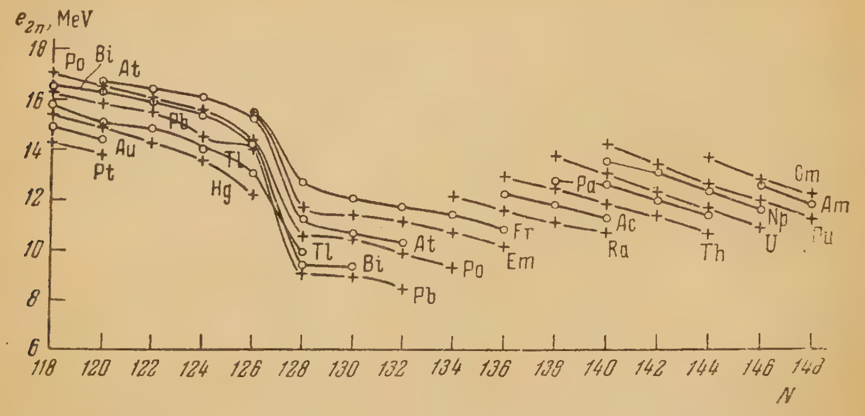


Рис. 5. То же, что на рис. 5, но для тяжелых ядер изотопов от Pt до Cm

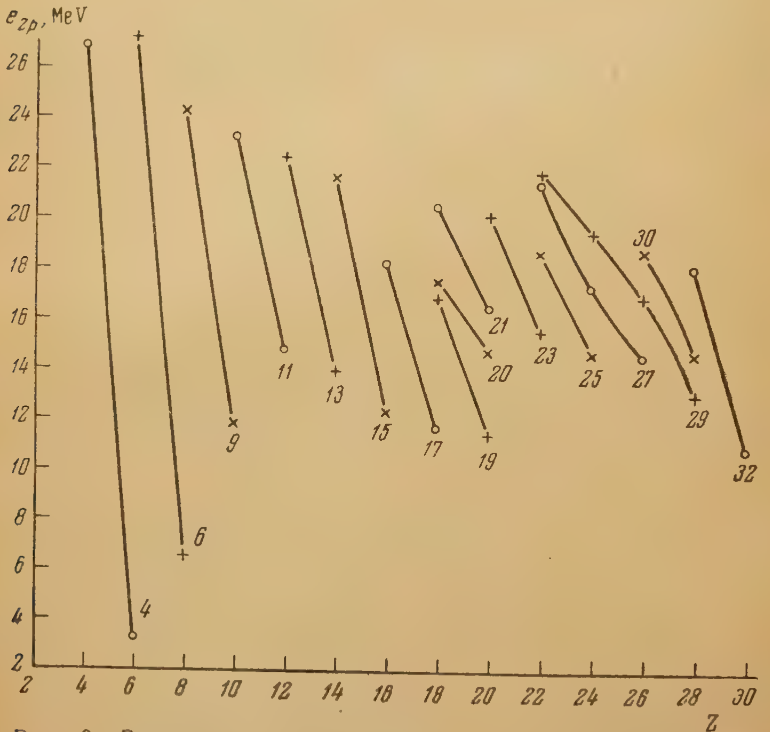


Рис. 6. Зависимость энергий связи пар протонов e_{2p} от числа протонов Z для легких ядер изотопов от B до Zn. Числа около кривых — число нейтронов

Таким образом кривые соединяют величины энергий связи пар нейтронов, относящихся к ядрам с равным числом протонов. Как видно из этих графиков, энергии связи пар нейтронов в ядрах с равным числом протонов убывают с увеличением числа нейтронов в ядре. Аналогично построены графики для зависимости энергий связи пар протонов e_{2p} в ядрах от числа

отонов, представленные на рис. 6 и 7. Кривыми соединены энергии язи пар протонов в ядрах с равным числом нейтронов, это число напио на каждой кривой. Для изотопов от бора до цинка такие графики ны на рис. 6 и для тяжелых ядер изотопов от ртути до калифорния — рис. 7. Так же как и у нейтронов, энергии связи пар протонов в ядрах равным числом нейтронов убывают с увеличением числа протонов в ре.

Как мы видим, аналогии в ходе изменения энергий связи электронов атоме и нуклонов в ядре нет. Для нейтронов и протонов, как показывают сспериментальные данные, обнаруживается существование качественно инакового насыщения энергий связи, выражающегося в убывании энерй связи с возрастанием числа клонов данного типа в ядре и прочих равных условиях.

Независимое рассмотрение йтронных оболочек от проиных, проводимое большинзом американских авторов, иводит к мысли о необходисти проверки наличия или сутствия перекрестных зависимостей энергий связи нейтров от числа протонов в ядре и ергий связи протонов от чис нейтронов в ядре. Если рекрестные зависимости оттствуют, это подтвердило бы авильность существующей ории оболочек. Наоборот, суествование закономерной связи между энергией связи каких-либо клонов и числом нуклоном другого типа в ядре поставило под сомнение возможность раздельного рассмотрения протонов и нейонов. Графики таких перекрестных зависимостей изображены на рис. 8, 10 и 11.

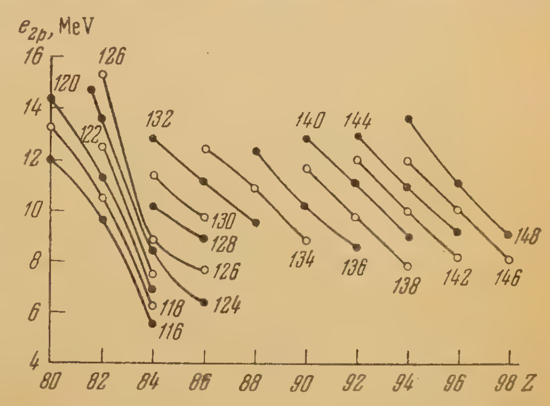


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для тяжелых ядер изотопов от Hg до Cf

На рис. 8 представлены кривые зависимости энергий связи неторой данной пары нейтронов e_{2n} от числа протонов Z в легких ядрах гелия до цинка. На каждой кривой написан номер последнего нейтрона паре. На рис. 9 представлена та же зависимость для тяжелых ядер изоюв от платины до калифорния. На рис. 10 представлена зависимость ергий связи некоторой данной пары протонов e_{2p} от числа нейтронов N легких ядрах. На рис. 11 изображена та же зависимость для тяжелых ер. Надписи на кривых рис. 10 и 11 изображают символ того элемента, торый образуется при присоединении пары протонов.

Из графиков рис. 8 и 9 следует, что энергия связи некоторой пары нейонов всегда возрастает с увеличением числа протонов в ядре. Таким же разом рис. 10 и 11 показывают, что энергия связи некоторой пары проюв всегда возрастает с увеличением числа нейтронов в ядре.

Эти же закономерности в изменении энергий связи нуклонов верны не лько для пар нуклонов, но и в отдельности для четных и нечетных нуонов. При этом всегда энергия связи четного нуклона больше, чем энеря связи ближайших по номеру нечетных нуклонов.

Таким образом, экспериментальные данные показывают невозможсть рассмотрения в ядре нейтронов независимо от протонов. Установнные здесь закономерности приводят к выводу о том, что ядерные чацы образуют ядро по законам, отличным от законов построения электронй оболочки атома из электронов. Различие заключается прежде всего том, что ядро строится из частиц двух типов — протонов и нейтронов, гда как электронная оболочка атома строится только из частиц одного

типа — электронов. Из приведенных здесь закономерностей следует, ч
для создания наиболее устойчивых ядер энергетически более выгод
попеременное прибавление пар протонов и пар нейтронов. Таким обр
зом, эти закономерности энергетически обосновывают эмпирическ
правило «достройки» ядер, установленное Л. Понизовским [41]

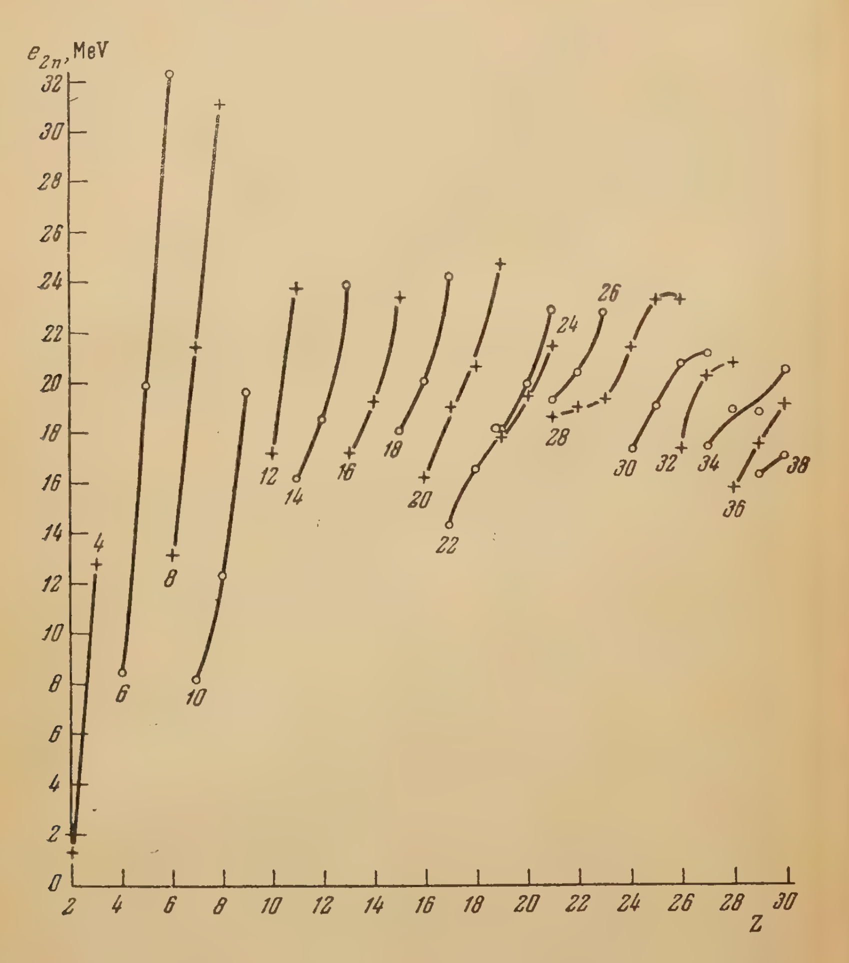


Рис. 8. Зависимость энергий связи пар нейтронов e_{2n} от числа протонов Z в легких ядрах изотопов от He до Zn. Числа около кривых — номер последнего нейтрона в паре

заключающееся как раз в том, что ядра «достраиваются» попеременн
прибавлением пар нейтронов и пар протонов. Эти же закономерно
об изменении энергий связи нуклонов ядер позволяют объясн
энергетическую выгодность образования легких ядер из α-час
и до некоторой степени объяснить также образование гелионных груп
Селинову [9] у более тяжелых ядер.

Закономерности об изменении энергий связи нуклонов для лег
и тяжелых ядер впервые были опубликованы нами в двух сообщен
в мае 1951 г. [42]. В январе 1952 г. было опубликовано краткое содержа
доклада Вей и Вуд [43], в котором сообщается об установлении ими та
же закономерностей, но только для тяжелых ядер с $Z > 82$ и $N >$
Последнее сообщение частично подтверждает предлагаемые законом
ности.

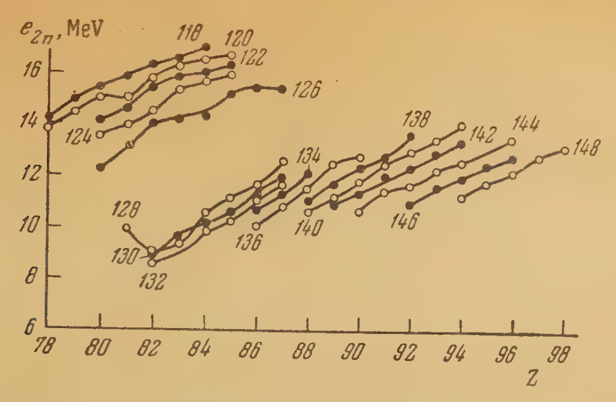


Рис. 9. То же, что на рис. 8, но для тяжелых ядер изотопов от Pt до Cf

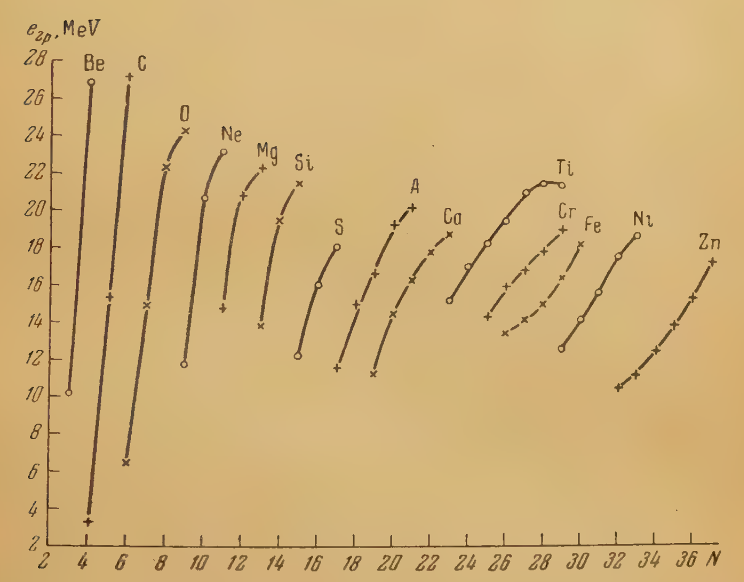


Рис. 10. Зависимость энергий связи пар протонов e_{2p} от числа нейтронов N в легких ядрах изотопов от Be до Zn. Около кривых символ элемента, образующегося при присоединении данной пары протонов

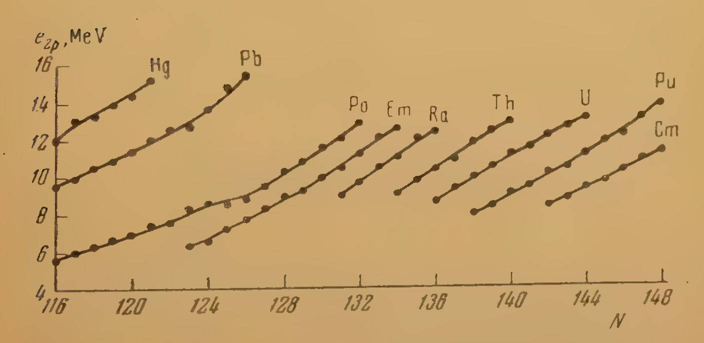


Рис. 11. То же, что на рис. 10, но для тяжелых ядер изотопов от Hg до Cm

4. Количественные экспериментальные закономерности в изменении энергий связи нуклонов в ядре

Выводы из предыдущего параграфа и из рис. 4—11 дают возможност утверждать, что качественно изменение энергий связи нейтронов очен похоже на изменение энергий связи протонов. Существование подобны изменений не противоречит нашим представлениям о ядерных силах (см например, книгу Д. Иваненко и А. Соколова [44], стр. 303 и далее). Дей ствительно, качественно одинаковый характер изменений энергий связ объясняется независимостью ядерных сил от заряда. Уменьшение энер гий связи какого-либо типа нуклонов в ядре от увеличения числа нукло нов того же типа является следствием насыщения ядерных сил. Как изве стно, многочисленные попытки построения теории ядерных сил до сих по не удаются, и пригодной теории ядерных сил пока нет. Всякая новая за кономерность, выведенная из опытных данных, может представлять по лезный материал для построения теории ядерных сил. Поэтому имее смысл попытаться получить не только качественные, но и количественны выводы из имеющегося экспериментального материала.

Изменения энергий связи пар нуклонов представляют собой вторы разности энергий связи нуклонов, поэтому относительные погрешност этих изменений могут быть довольно велики, в особенности для яде с $A > 40$. Энергии образования пар нуклонов, приведенные в табл. с погрешностями, также представляют собой вторые разности. Рассмотре ние погрешностей энергий образования пар в табл. 2 показывает, чт вторые разности энергий связи можно использовать для количественны выводов с осторожностью, принимая во внимание, что относительные по грешности в некоторых случаях превышают 10%.

Энергия связи последнего нуклона является величиной, зависящей о многих факторов, так как она является эффективной энергией взаимо действия некоторого ядра с нуклоном. Можно предположить, что зависи мость энергий связи нуклонов от числа нуклонов в ядре будет опреде ляться некоторой основной причиной и, кроме того, рядом второстепенны факторов. В частности, в параграфе 2 мы показали, что спин является вероятнее всего, именно таким второстепенным фактором, так как энер гия образования пар нуклонов практически не зависит от величины спина В настоящем параграфе мы ставим себе задачу установить на основании экспериментальных данных основную зависимость изменения энергий связи, не обращая внимания на второстепенные факторы, так как откло нения, вызванные ими, могут быть того же порядка, что и погрешности

Рассмотрим величины повышения энергий связи нейтронов i_n с увели чением в ядре числа протонов на единицу и величины повышения энергии связи протонов i_p с увеличением в ядре числа нейтронов на единицу. Оче видно, что величина i_n представляет собой средний наклон кривых на рис. 8 и 9, а величина i_p — средний наклон кривых на рис. 10 и 11. Вели чины i_n и i_p вычисляются по формулам:

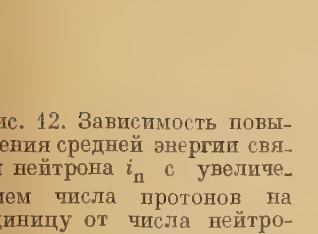
$$i_n = \frac{e_{2n}(Z+K,\ N) - e_{2n}(Z,\ N)}{2K} \quad (5$$

и

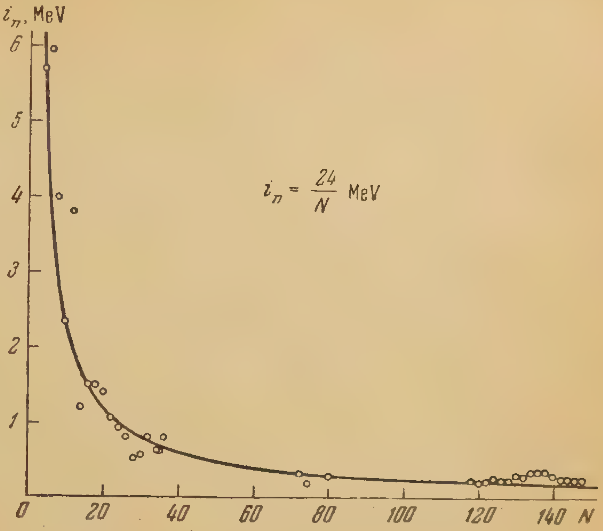
$$i_p = \frac{e_{2p}(Z,\ N+K) - e_{2p}(Z,\ N)}{2K}, \quad (6$$

где $e_{2n}(Z, N)$ — энергия связи последней пары нейтронов в ядре с Z протонами и N нейтронами; $e_{2p}(Z, N)$ — энергия связи последней пары протонов в том же ядре; K — число нуклонов, по которому производится усреднение. Применение в формулах (5) и (6) энергий связи пар нукло нов и коэффициент 2 в знаменателе служат для того, чтобы избежать

етно-нечетных колебаний и рассматривать усредненную энергию связи оследнего нуклона. Энергии связи пар нуклонов брались из таблиц



ис. 12. Зависимость повышения средней энергии свя- нейтрона i_n с увеличе- ием числа протонов на диницу от числа нейтронов в ядре N

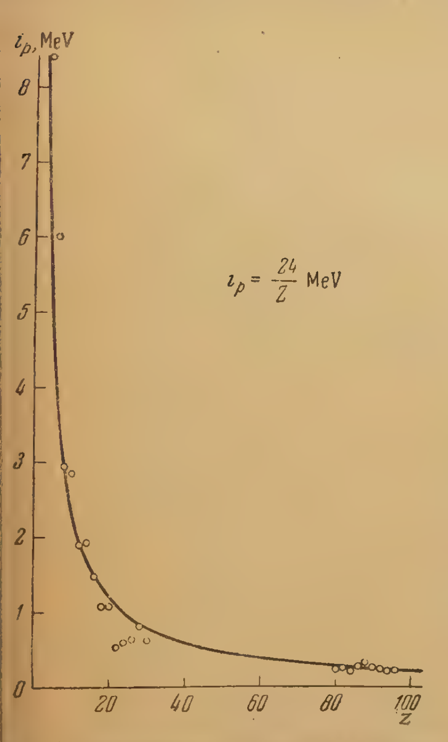


нергий связи ядер, о которых говорилось выше. Вычисленные по фор- улам (5) и (6) i_n и i_p использовались для построения графиков зависи- мости i_n от числа нейтронов в ядре N (рис. 12) и зависимости i_p от числа протонов в ядре Z (рис. 13). Имеющиеся на рис. 12 и 13 точки получены из опытных данных по формулам (5) и (6). Кривые представляют собой гиперболы, построенные по уравнениям:

$$i_r = \frac{24}{\ } \text{ MeV} \qquad (7)$$

и

$$i_p = \frac{24}{Z} \text{ MeV}. \qquad (8)$$



ис. 13. Зависимость повышения средней энергии связи протона i_p с увеличением числа нейтронов на единицу от числа протонов в ядре Z

Как видно из рис. 12 и 13, обе кривые в пределах погрешностей очень хорошо передают основную экспериментальную зависимость, если не считать небольших отклонений, которые можно объяснить либо погрешностями, либо второстепенными факторами.

Графики на рис. 12 и 13 и формулы (7) и (8) показывают, что возрастание средней энергии связи нуклона данного типа от увеличения в ядре на единицу числа нуклонов другого типа обратно пропорционально номеру нуклона данного типа.

Таким же образом рассматриваются величины уменьшения средней нергии связи нейтрона d_n с увеличением числа нейтронов в ядре на

единицу, а также величины уменьшения средней энергии связи протонов d'_p с увеличением числа протонов в ядре на единицу. Нетрудно убедиться, что величина d_n является средним наклоном кривых на рис. 4 и 5, а величина d'_p — средним наклоном кривых на рис. 6 и 7. Эти величины вычисляются по формулам:

$$d_n = \frac{e_{2n}(Z, N) - e_{2n}(Z, N+K)}{2K} \quad (9)$$

и

$$d'_p = \frac{e_{2p}(Z, N) - e_{2p}(Z+K, N)}{2K} \quad (10)$$

с теми же обозначениями, что и в формулах (5) и (6). Вычисления d_n и d'_p производились по цифрам из тех же таблиц энергий связи ядер [30, 69], вычисленных из экспериментальных данных.

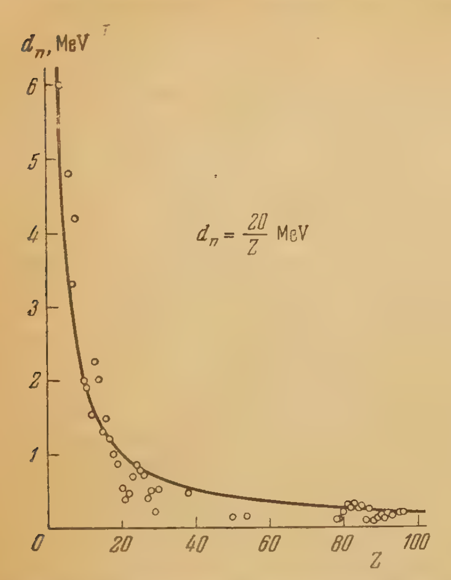


Рис. 14. Зависимость уменьшения средней энергии связи нейтрона d_n с увеличением числа нейтронов на единицу от числа протонов в ядре Z

На рис. 14 представлена зависимость d_n от числа протонов в ядре Z. Имеющиеся на рисунке точки получены из опытных данных по формуле (9). Кривая — гипербола, построенная по уравнению

$$d_n = \frac{20}{Z} \text{ MeV}. \quad (11)$$

Как видно из рис. 14, эта кривая, хотя и хуже, чем кривые на рис. 12 и 13, но все же удовлетворительно передает основную экспериментальнуют зависимость.

Отклонения от кривой могут быть вызваны либо погрешностями, либо второстепенными факторами.

В отличие от i_n, i_p и d_n, величина d'_p зависит не только от ядерных сил, но и от электростатического взаимодействия. Действительно, энергия электростатического взаимодействия протона с ядром уменьшается по абсолютной величине при увеличении числа протонов в ядре на единицу на величину E_e, выражаемую формулой:

$$E_e = \frac{e^2}{r_n},$$

где e — величина элементарного электрического заряда; r_n — радиус ядра. Как известно, радиус ядра обычно принимается равным

$$r_n = r_0 \sqrt[3]{A}$$

(A — массовое число, r_0 — постоянная, которая определяется экспериментально). Здесь постоянная r_0 была взята из наиболее новой работы [45], в которой она была определена из рассеяния нейтронов с энергией 95 MeV различными ядрами. В работе [45] из опыта установлено, что $r_0 = 1{,}38 \cdot 10^{-13}$ см.

Следовательно, изменение энергии электростатического взаимодействи

при прибавлении к ядру с массовым числом A одного протона выражается формулой:

$$E_e = \frac{e^2}{r_0 A^{1/3}}. \quad (12)$$

Для того чтобы получить величину d_p, зависящую только от ядерного взаимодействия, нужно из d'_p вычесть E_e:

$$d_p = d'_p - E_e.$$

На рис. 15 изображены зависимости d_p и d'_p от числа нейтронов в ядре N. Кривая на рис. 15 — гипербола, построенная по уравнению:

$$d_p = \frac{20}{N} \text{ MeV}. \quad (13)$$

На рис. 15 видно, что кривая, хотя и несколько хуже, чем на предыдущих рисунках, но все же удовлетворительно передает экспериментальную зависимость d_p от N. Точки, соответствующие экспериментальным значениям без электростатической поправки, изображенные кружками, отстоят от кривой дальше.

Графики на рис. 14 и 15 и формулы (11) и (13) показывают, что уменьшение средней энергии связи нуклонов данного типа от увеличения в ядре на единицу числа нуклонов того же типа обратно пропорционально числу нуклонов другого типа в ядре.

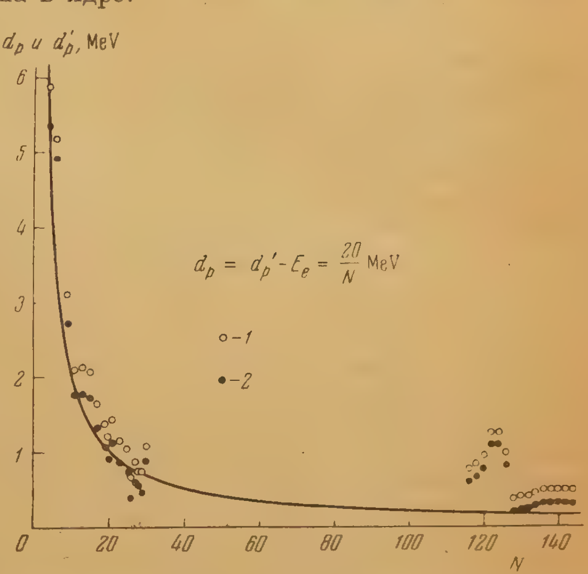


Рис. 15. Зависимость уменьшения средней энергии связи протона d' с увеличением числа протонов на единицу от числа нейтронов в ядре N: *1* — экспериментальные значения d', *2* — d_p, те же экспериментальные значения d'_p, но за вычетом поправки на энергию электростатического взаимодействия

На рис. 15 в области тяжелых ядер у $N > 120$ экспериментальные точки образуют большой выступ, величина которого больше возможных погрешностей. Этот выступ может быть объяснен влиянием второстепенного фактора — заполнения оболочки у ядер в группе около свинца и висмута при $N = 126$. Если допустить, что величина r_0 непостоянна и убывает в области тяжелых ядер, то значения d_p (с электростатической поправкой) лягут на кривую значительно лучше. Это означало бы, что плотность тяжелых ядер больше, чем легких. В свое время мы на основании выводов из теории α-распада высказали подобное предположение [46], но более поздние и точные вычисления, проведенные на основе уточ-

ненной теории α-распада Л. Д. Ландау (см., например, [47]), расходятся с этим предположением. Появившаяся в последнее время теория ядерных сил на основе нелинейного мезонного поля, лучше соответствующая опытным данным, чем прежние варианты теории ядерных сил, как будто бы приводит к выводу, что плотность тяжелых ядер должна быть больше (см., например, [20, 48]).

5. Обсуждение экспериментальной зависимости изменения энергий связи нуклонов в ядрах

Закономерности, установленные в предыдущем параграфе на основании экспериментальных данных, дают возможность сделать ряд важных выводов о взаимодействии нуклонов в ядре.

Из графиков рис. 12—15 и формул (7), (8), (11) и (13) можно заключить, что поведение нейтронов и протонов под действием ядерных сил в ядре совершенно одинаково. Действительно, из рис. 12 и 13 и формул (7) и (8) мы видим, что увеличение энергии связи нуклонов не только выражается одинаковыми уравнениями для нейтронов и протонов, но и постоянные в этих уравнениях тождественны и равны 24 MeV. Аналогично из рис. 14 и 15 и формул (11) и (13) следует, что уменьшение энергии нуклонов также выражается одинаковыми уравнениями для нейтронов и протонов с тождественными постоянными 20 MeV, но при условии введения для протонов поправки на электростатическую энергию. Все это очень хорошо демонстрирует независимость изменений энергий связи нуклонов в ядре от заряда. Для удовлетворения этой независимости достаточно, чтобы законы ядерных сил взаимодействия протонов с протонами были тождественны с законами ядерных сил взаимодействия нейтронов с нейтронами. Выводы из последних опытов по рассеянию протонов протонами и нейтронов протонами [26, 27] показывают, что при больших энергиях рассеиваемых частиц, бо́льших 30 MeV, можно обнаружить некоторое различие во взаимодействии протонов с протонами и нейтронов с протонами. Это различие несколько возрастает с увеличением энергии рассеиваемых частиц. Но все опыты ничего не говорят о различии взаимодействия протонов с протонами и нейтронов в нейтронами, и поэтому требующаяся здесь независимость от заряда не противоречит экспериментальным фактам.

Формулы (7), (8), (11) и (13) передают лишь основные зависимости изменения энергий связи нуклонов. Существование второстепенных факторов обнаружить на графиках трудно, так как величины отклонений от кривых близки по порядку к величинам погрешностей. Но все же на всех четырех графиках можно видеть в области тяжелых ядер выступ около $N = 126$ и $Z = 82$, особенно резко выраженный на рис. 15, который может быть связан лишь с образованием свинцово-висмутовой оболочки, а не с погрешностями экспериментальных данных. Таким образом, образование оболочки является второстепенным фактором.

В теории дейтрона сделан вывод, что основными ядерными силами для дейтрона являются центральные силы, но наряду с ними должны также существовать и нецентральные силы и силы, зависящие от спина. Нецентральные силы нужны для объяснения магнитного и квадрупольного электрического моментов дейтрона. Для этого нужно допустить, что основное состояние дейтрона состоит на 96% из симметричного состояния $^3S_1$ и на 4% из состояния $^3D_1$ (см. [44], стр. 309). Именно состояние $^3D_1$ вызвано нецентральными ядерными силами. Небольшая доля примеси состояния $^3D_1$ говорит о том, что в условиях дейтрона, т. е. при небольших энергиях нуклонов, основными ядерными силами являются центральные силы.

Можно предположить, что вообще в ядрах основными силами являются центральные; нецентральные силы, хотя и существуют, но при малых энергиях являются второстепенным фактором. Представлялось

бы удачей, если бы установленная нами выше основная зависимость изменений энергий связи нуклонов была бы обусловлена как раз основным членом в выражении для ядерных сил. К сожалению, такой вывод не может быть пока серьезно обоснован. Как уже указывалось, рассматриваемая нами энергия связи последнего нуклона — это эффективная энергия взаимодействия целого ядра с нуклоном, а не нуклона с нуклоном. Эта энергия будет зависеть не только от законов ядерных сил, но и от состояний нуклонов в ядре, т. е. от орбитальных моментов, симметрии, спинов и пр. Нельзя доказать, что все эти факторы являются второстепенными, хотя такая возможность и есть, так как, например, заполнение оболочек, связанное с симметрией, орбитальными моментами и пр., сказывается во втором порядке.

С некоторой степенью приближения можно все же предположить, что приведенные формулы (7), (8), (11) и (13) передают некоторые закономерности, созданные главным членом выражения для ядерных сил, возможно, относящимся к центральным силам.

Во всяком случае, формулы (7), (8), (11) и (13) с некоторой степенью точности передают закономерности, существующие в природе. Всякая будущая теория ядерных сил, наряду с объяснением других фактов, должна будет обосновать и эти довольно простые экспериментальные закономерности.

6. Энергии связи последних нуклонов и границы возможности существования ядер

Для изучения общего хода изменений энергий связи ядер представляет интерес изучение энергий связи последних нуклонов вдоль естественной последовательности устойчивых ядер. При этом мы будем изучать зависимость энергии связи последних нуклонов одного типа от числа нуклонов другого типа в ядре. На рис. 16 представлены энергии связи последних нейтронов устойчивых легких ядер в зависимости от числа протонов в ядре. Черными точками изображены энергии связи четных нейтронов, а светлыми точками — энергии связи нечетных нейтронов. Ломаной линией соединены энергии связи в отдельности четных и нечетных нейтронов в ядрах, образующих последовательность так называемых центральных изотопов, в соответствии с табл. IV в книге И. П. Селинова [10]. На рис. 17 изображен подобный же график, но для зависимости энергий связи последних протонов устойчивых легких ядер от числа нейтронов в ядрах. Обозначения те же, что и на рис. 16, но с добавлением пунктирных линий, которые проведены путем экстраполяции там, где нет экспериментальных данных.

Изучая рис. 16 и 17, мы вновь видим, что существует независимость энергий связи от заряда, так как характер кривых на обоих рисунках очень похож. Везде видно, что энергия нечетных нуклонов (светлые точки) меньше, чем энергия четных нуклонов (черные точки). Подъемы линий для четных нуклонов относятся к нуклонам одного номера и демонстрируют указанную выше закономерность о повышении энергии связи нуклона данного типа от увеличения в ядре числа нуклонов другого типа (см. параграф 3, стр. 15). Амплитуды колебаний четных кривых — наибольшие у самых легких ядер и быстро убывают к ядрам средней массы. Изменение амплитуд колебаний вызвано закономерностями, установленными в параграфе 4. Общий ход изменения энергий связи устойчивых легких ядер не вполне ясен, так как он искажается влиянием заполняющихся оболочек, однако все же можно сделать несколько замечаний о ходе энергий: в начале энергии связи быстро растут, достигая на 2-м — 7-м нуклоне наибольшего значения; в дальнейшем энергии связи последних нуклонов медленно убывают, испытывая небольшие колебания, вызванные окончанием заполнения оболочек.

На рис. 18 представлены энергии связи последних нейтронов в устойчивых и моно-α-радиоактивных тяжелых ядрах в зависимости от числа протонов в ядре.

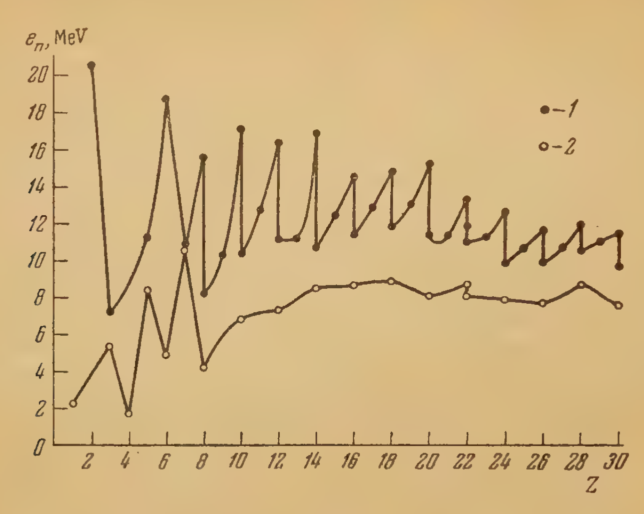


Рис. 16. Зависимость энергии связи последних нейтронов e_n в устойчивых легких ядрах изотопов от D до Zn, от числа протонов и ядре Z: *1* — энергии связи четных нейтронов, *2* — энергии связи нечетных нейтронов

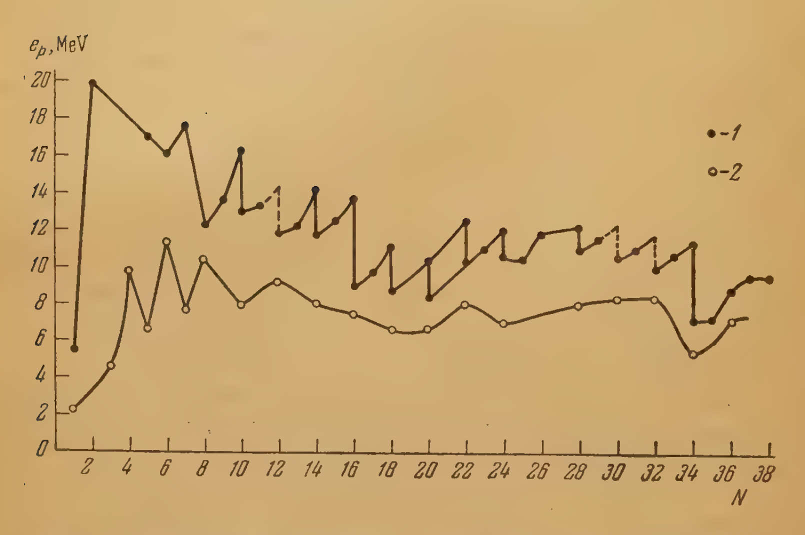


Рис. 17. Зависимость энергии связи последних протонов e_p в устойчивых легких ядрах изотопов от D до Zn, от числа нейтронов в ядре N: *1* — энергии связи четных протонов, *2* — энергии связи нечетных протонов

На рис. 19 изображены энергии связи последних протонов в устойчивых и моно-α-радиоактивных тяжелых ядрах в зависимости от числа нейтронов в ядре. Так же как и на рис. 16 и 17, линиями соединены в отдельности точки, относящиеся к четным нуклонам (черные точки) и к нечетным нуклонам (светлые точки) ядер, образующих последовательность центральных изотопов в соответствии с линией, проведенной нами на энерге-

тической поверхности в работе [30]. Остальные обозначения такие же, как и на предыдущих рисунках. Дополнительно проведена пунктирная кривая, показывающая средний ход изменения энергий связи четных нуклонов.

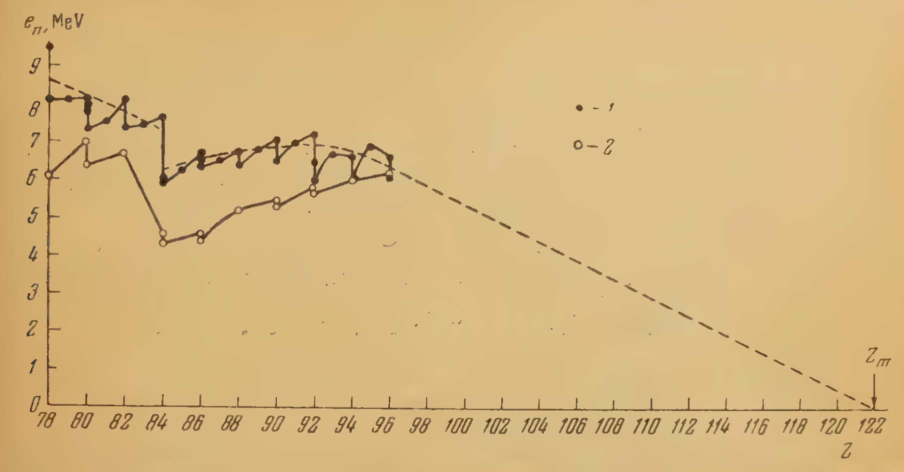


Рис. 18. Зависимость энергии связи последних нейтронов e_n в устойчивых и моно-α-радиоактивных тяжелых ядрах изотопов от Pt до Cm от числа протонов в ядре Z: 1 — энергии связи четных нейтронов, 2 — энергии связи нечетных нейтронов

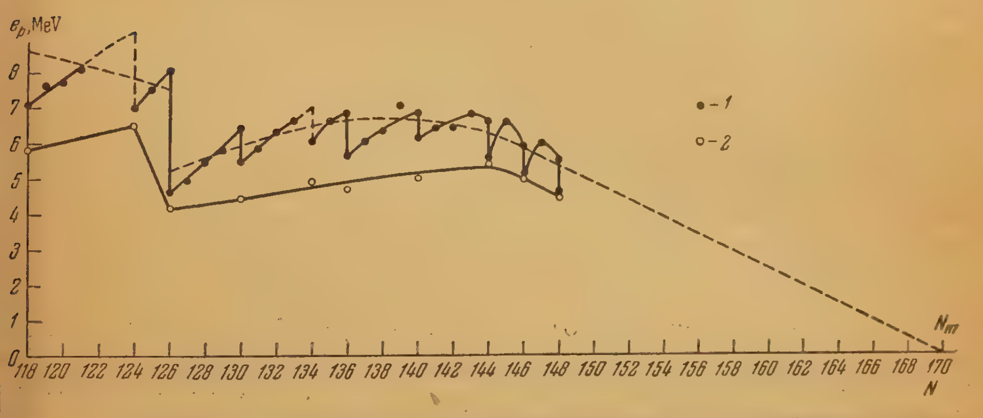


Рис. 19. Зависимость энергии связи последних протонов e_p в устойчивых и моно-α-радиоактивных тяжелых ядрах изотопов от Au до Cm от числа нейтронов в ядре N: 1 — энергии связи четных протонов, 2 — энергии связи нечетных протонов

Из рис. 18 и 19 мы видим, что энергии связи последних нуклонов испытывают резкий скачок в области ядер около свинца и висмута. Колебания энергий связи четных нуклонов в области тяжелых ядер, как и следует из закономерностей параграфа 4, значительно меньше, чем в области легких ядер (вертикальный масштаб рис. 18 и 19 в два раза больше, чем рис. 16 и 17). Средний ход энергий связи последних нуклонов в тяжелых ядрах довольно ясен из хода пунктирной кривой. До свинцово-висмутового скачка энергии связи убывают. За свинцово-висмутовым скачком энергии связи последних нуклонов несколько возрастают, достигая максимума у урана, чтобы снова начать убывать в области транс-уранов. По совету Д. Иваненко, пунктирные кривые, изображающие средний ход изменения энергий связи четных нуклонов, мы продолжили в сторону больших Z и N.

Таким образом, по рис. 18 экстраполяцией можно установить число протонов Z_m, при котором энергия связи последнего нейтрона станет равной нулю; Z_m, очевидно, будет наибольший порядковый номер ядра, существование которого возможно. По рис. 19 экстраполяция дает возможность установить число нейтронов N_m, при котором энергия связи протонов будет равной нулю — это будет наибольшее число нейтронов в последнем из возможных ядер. Из рис. 18 и 19 можно видеть, что $Z_m = 122 \pm 10$ и $N_m = 170 \pm 10$; это не противоречит современным представлениям и опытным данным.

Нужно отметить, что эти выводы очень неточны из-за грубости всякой экстраполяции. Z_m и N_m могут значительно измениться после открытия и изучения дальнейших транс-урановых изотопов.

II. ХАРАКТЕР И СТРОЕНИЕ ОБОЛОЧЕК ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ДАННЫМ

7. Признаки заполнения ядерных оболочек

В предыдущем параграфе были изучены некоторые общие закономерности изменения энергий связи в ядрах. Из этих закономерностей следует, что нуклонные оболочки в ядре строятся отлично от электронных оболочек атома. Но все же основным свойством заполненной или замкнутой оболочки в ядре из нуклонов или в атоме из электронов является повышенная устойчивость ядер или атомов с заполненными оболочками по сравнению с другими ядрами или атомами. Энергетически это выражается прежде всего в том, что частица, заканчивающая заполнение предыдущей оболочки, имеет энергию связи бо́льшую, чем следующая по счету частица, с которой начинается заполнение следующей оболочки. В параграфе 2 указывалось, что энергия всякого четного нуклона всегда больше, чем предыдущего нечетного нуклона того же типа. Это вызвано образованием внутри ядра пар из нуклонов одного типа, т. е. бипротонов и бинейтронов. С другой стороны, в параграфе 3 было установлено, что изучение экспериментальных данных показывает, что энергия нуклонов убывает при увеличении в ядре числа нуклонов того же типа при прочих равных условиях. Все это — и четно-нечетные колебания и изменения энергий связи последних нуклонов — приводит к необходимости сравнивать изменения энергий связи и делать выводы лишь из сравнительных значений энергий связи.

Следовательно, доказательством заполнения оболочки может служить лишь аномально большое уменьшение энергии связи последнего нуклона по сравнению с нормальным для этого участка последовательности ядер уменьшением энергии связи.

Сопоставление энергий связи присоединяемых к ядру частиц может производиться разными методами. Имеет смысл сопоставлять энергии последовательно добавляемых частиц вдоль линии, соединяющей последовательность основных изотопов. Этот метод впервые был применен И. П. Селиновым в его работе [9]. Можно сопоставлять энергии связи частиц, присоединяемых к ядрам с равным числом нейтронов или с равным числом протонов. Сопоставлять энергии связи можно также для разных присоединяемых частиц как элементарных (протонов и нейтронов) с полуцелыми спинами, так и составных (бипротонов, бинейтронов, дейтронов, α-частиц и других) с нулевыми или целыми спинами. Сопоставление энергий связи присоединяемых элементарных частиц менее удобно, так как в этом случае большой помехой будут являться четно-нечетные колебания этих энергий. Для устранения их можно изучать энергии связи, например, только четных частиц. Хотя сопоставление энергий связи присоединяемых к ядру частиц и является наиболее удобным для обнаружения оболочек, можно сопоставлять и другие энергии. Удачным способом сопоставления энергий является сравнение энергий связи всех нуклонов

в ядрах. Для такого сравнения может хорошо служить энергетическая поверхность связи ядер. Такая поверхность представляет геометрически зависимость энергии связи нуклонов ядер от порядкового номера ядра Z и от массового числа A, т. е. поверхность с уравнением

$$E = f(Z, A).$$

Такая энергетическая поверхность для тяжелых ядер рассмотрена в нашей работе [30] (см. параграф 9 этой работы). Если откладывать энергию связи нуклонов ядер, как величину отрицательную, вниз, то наиболее устойчивые ядра расположатся ниже менее устойчивых, и ядро повышенной устойчивости будет лежать в некотором углублении — «яме» или «канаве» на энергетической поверхности. Чем больше устойчивость этого ядра, тем глубже будет эта яма или канава. Большое значение имеет также изучение сечений энергетической поверхности плоскостями различных направлений. Наибольший интерес представляют сечения энергетической поверхности плоскостями $Z = \text{const}$ и $A = \text{const}$. На сечениях плоскостью $Z = \text{const}$ сопоставляются энергии связи нуклонов ядер изотопов одного и того же элемента, поэтому их можно назвать изотопическими сечениями. На сечениях плоскостью $A = \text{const}$ можно сравнивать энергии связи ядер изобаров,— их можно назвать изобарными сечениями. Изотопические сечения дают возможность обнаружить перелом в ходе изменения энергий связи на некотором нейтроне и тем самым установить существование особо устойчивой конфигурации нейтронов. Сопоставление различных изобарных сечений дает возможность определять относительную устойчивость ядер к β-распадам и электронному захвату. В некоторых случаях можно рассматривать также сечения энергетической поверхности плоскостями $N = \text{const}$. На этих сечениях представлены энергии связи ядер с равными числами нейтронов; по ним можно обнаружить оболочку, вызванную некоторой конфигурацией протонов.

Для выявления ядерных оболочек и ядер повышенной устойчивости некоторые авторы [50—52] определяют разности масс, вычисленных по полуэмпирической формуле, и масс измеренных. Полуэмпирическая формула масс выведена из капельной теории ядра и не может поэтому объяснить образования оболочек в ядре; она может удовлетворительно передать ход масс только для ядер, находящихся вдали от ядер повышенной устойчивости. Таким образом, большие разности вычисленных и измеренных масс будут как раз у ядер с повышенной устойчивостью. Так как полуэмпирическая формула масс не может объяснить не только образования оболочек, но и еще ряда фактов, не связанных с оболочками, например, уменьшение четно-нечетных колебаний энергий у тяжелых ядер с четными порядковыми номерами Z (см. [30]), мы избегали пользования этой формулой для обнаружения оболочек.

8. Образование ядерных оболочек у ядер с порядковым номером $Z < 22$

У легких ядер первым особо устойчивым ядром является α-частица или ядро $_2He^4$. Образование α-частицы можно представить двумя путями: дейтрон $\rightarrow$ тритон $\rightarrow$ α-частица или дейтрон $\rightarrow$ гелий 3 $\rightarrow$ α-частица. Энергии связи присоединяемых нуклонов при первом способе образования α-частицы последовательно будут равны 2,23, 6,26 и 19,80 MeV; при втором способе — энергии связи присоединяемых нуклонов будут равны 2,23, 5,49 и 20,56 MeV. Обе последовательности цифр показывают, что наибольшая часть энергии связи нуклонов в α-частице, более 70%, приходится на последний нуклон, независимо от того, является ли он протоном (первый случай) или нейтроном (второй случай). Как видно из приведенных последовательностей энергий связи последних нуклонов, в α-частице

не образуется ни бипротонных, ни бинейтронных оболочек. Первая оболочка в ядре образуется одновременно из двух протонов и двух нейтронов. Большая степень насыщенности этой оболочки видна из того, что энергия присоединения к α-частице как протона (—1,7 MeV), так и нейтрона (—0,9 MeV) отрицательна.

Из рис. 1 следует, что все ядра, состоящие из α-частиц, кроме ядра Be^8, до ядра Ca^{40} включительно, имеют повышенную устойчивость. Рассмотрим ряд графиков, в частности изотопические сечения энергетической поверхности связи. Для уменьшения наклона энергетической поверх-

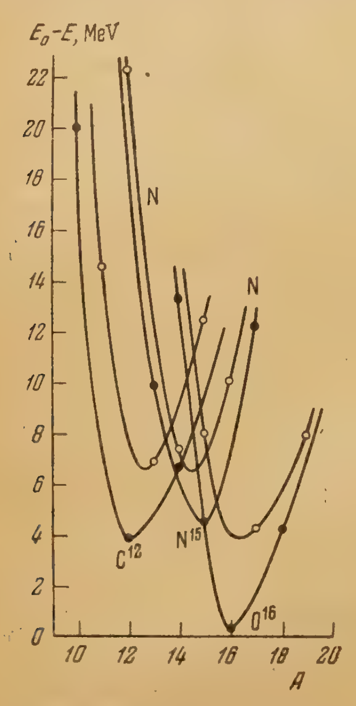


Рис. 20. Сечения энергетической поверхности $E_0(A)$ — —$E(Z, A)$, где $E_0(A) = 8A$ MeV, плоскостями $Z = 6$ (C), $Z = 7$ (N) и $Z = 8$ (O)

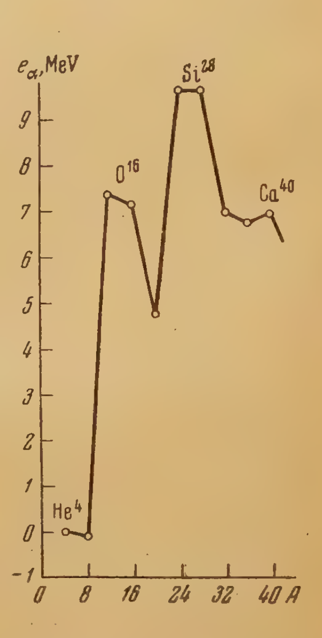


Рис. 21. Зависимость энергии связи α-частиц e_α, присоединяемых к ядрам из α-частиц, от массового числа A ядер, образуемых после присоединения

ности возьмем энергетическую поверхность в виде зависимости $E_0(A)$ — —$E(Z, A)$, где $E(Z, A)$ — энергия связи ядер с порядковым номером Z и массовым числом A, а $E_0(A)$ — вспомогательная линейная функция вида $E_0(A) = 8A$ MeV. Так как энергия связи $E(Z, A)$ входит со знаком минус, то на такой поверхности ниже располагаются точки, соответствующие более устойчивым ядрам. На рис. 20 изображены изотопические сечения энергетической поверхности связи плоскостями $Z = 6$ (C), $Z = 7$ (N) и $Z = 8$ (O). Каждое сечение представлено двумя кривыми: при четных Z (C и O) нижняя кривая соединяет энергии связи четно-четных ядер, верхняя кривая относится к ядрам с нечетным массовым числом A; при нечетных Z (N) нижняя кривая изображает изменение энергий связи у ядер с нечетным A, верхняя кривая относится к нечетно-нечетным ядрам. По этим сечениям видно, что ядра N^{14} или N^{15} сравнительно менее устойчивы, чем ядра C^{12} и O^{16}, так как лежат в менее глубоких «ямах», чем последние. Сравнение сечений C и O показывает, что «яма», в которой лежит O^{16}, самая глубокая и, следовательно, ядро O^{16} самое устойчивое. Для подтверждения этого заключения рассмотрим, как изменяется энерги-

связи α-частиц, присоединяемых к ядрам, состоящим из α-частиц. На рис. 21 представлен график зависимости энергии связи α-частиц e_α, присоединяемых к ядрам из α-частиц, от массового числа A ядер, образуемых после присоединения. График с несомненностью показывает, что ядрами с заполненными оболочками являются ядра O^{16}, Si^{28} и Ca^{40}, так как следующая присоединяемая к ним α-частица имеет значительно меньшую энергию связи, чем образующая их α-частица. Это можно подтвердить также сравнением уменьшений энергий связи дейтронов Δe_d, присоединяемых к ядрам той же последовательности. Если обозначить через

$$e_d(Z, A) = E(Z, A) - E(Z-1, A-2) \tag{14}$$

энергию связи присоединяемого дейтрона, то уменьшение энергии связи дейтрона будет:

$$\Delta e_d(Z, A) = e_d(Z, A) - e_d(Z+1, A+2), \tag{15}$$

т. е. разность энергии связи последнего дейтрона, образующего данное ядро, и энергии связи дейтрона с данным ядром. На рис. 22 мы видим изо-

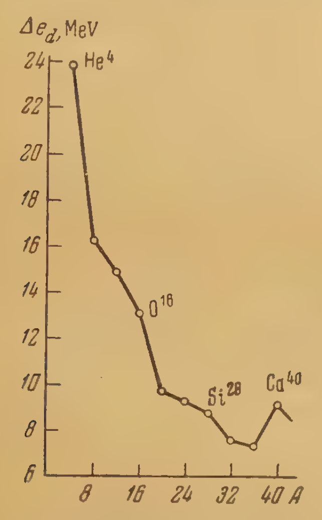


Рис. 22. Зависимость уменьшения энергии связи дейтрона Δe_d от массового числа A в последовательности ядер, построенных α-частиц

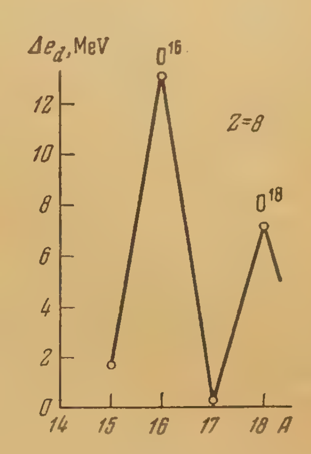


Рис. 23. Зависимость уменьшения энергии связи дейтрона Δe_d от массового числа A ядер изотопов кислорода

бражение зависимости Δe_d от массового числа A в последовательности ядер, построенных из α-частиц. Переломы на O^{16}, Si^{28} и Ca^{40} вновь указывают на повышенную устойчивость и заполненность оболочек в этих ядрах, в полном соответствии с выводами из рис. 21.

Кроме изучения главной последовательности ядер, нужно также выяснить, насколько выражена оболочка из 8 протонов и 8 нейтронов. То, что среди ядер изотопов кислорода только одно ядро — ядро O^{16} — имеет особо большую устойчивость, видно из сечения O на рис. 20; это указывает на отсутствие оболочки из 8 протонов. В том же можно убедиться другим путем, например изучая уменьшение Δe_d энергий, выделяемых при присоединении к изотопам кислорода дейтрона. На рис. 23 изображена зависимость Δe_d от массового числа A ядер изотопов кислорода. Рисунок показывает, что особо-устойчивым ядром с наиболее заполненной оболочкой является ядро O^{16}. Сечение N на рис. 20 показывает, что второе устойчивое ядро с 8 нейтронами — N^{14} — расположено на энергетической поверхности менее выгодно, чем O^{16}, и его устойчивость не является осо-

бой. Таким образом, никаких признаков существования отдельно протонной оболочки из 8 протонов или нейтронной оболочки из 8 нейтронов обнаружить не удается,— есть лишь отдельное особо устойчивое ядро O^{16}.

Для сравнения устойчивости ядер изотопов кремния построен график, изображенный на рис. 24. Так же, как и на предыдущем рисунке, на нем представлена зависимость Δe_d, вычисленная по формуле (15), от массового числа A. График показывает, что из всех ядер изотопов кремния самым устойчивым является ядро Si^{28}, а также, что ядро Si^{30} имеет устой-

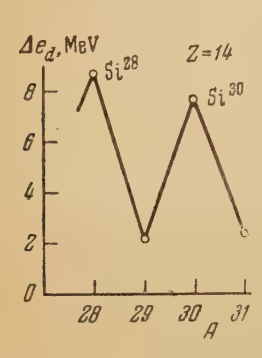


Рис. 24. То же, что на рис. 23, но для изотопов кремния

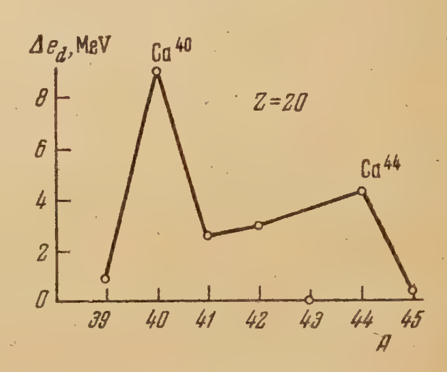


Рис. 25. То же, что на рис. 23, но для изотопов кальция

чивость выше средней. Это приводит нас к выводу, что, вероятнее всего, заполнение оболочки заканчивается на ядре Si^{28}, но влияние заполненной оболочки сказывается и на ядре Si^{30} в повышении его устойчивости.

Аналогичный график представлен на рис. 25, где изображена та же зависимость для ядер изотопов кальция. График подтверждает, что среди них только ядро Ca^{40} имеет повышенную устойчивость. Таким образом, отсутствуют какие-либо признаки существования отдельно протонной оболочки из 20 протонов. На рис. 26 изображена зависимость величины Δe_d для ядер с 20 нейтронами от порядкового номера Z. Рисунок показывает, что среди ядер с 20 нейтронами только ядро Ca^{40} обладает повышенной устойчивостью. Следовательно, существование нейтронной оболочки из 20 нейтронов не подтверждается. Все это полностью совпадает с выводами работы Лоу и Таунс [28], которые другим путем приходят к тем же заключениям.

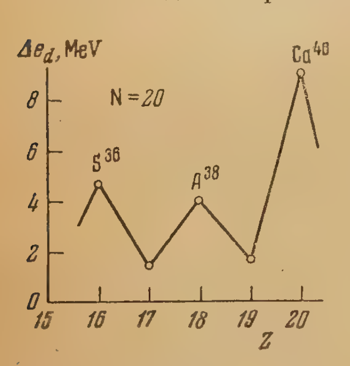


Рис. 26. Зависимость уменьшения энергии связи дейтронов Δe_d для ядер с 20 нейтронами от числа протонов в ядре Z

Сравнение измеренной массы атома Ca^{48} с массой, вычисленной по полуэмпирической формуле, сделанное в работе Коллинса и других [53], показывает, что экспериментальная масса Ca^{48} значительно отличается от вычисленной.

Отсюда можно заключить, что ядро Ca^{48} обладает повышенной устойчивостью.

Изучение энергий связи и масс ядер с порядковым номером менее 22 показывает, что среди этих ядер существуют отдельные особоустойчивые ядра He^4, O^{16}, Ca^{40} и Ca^{48}, на которых заполняются оболочки. В этой же группе имеются два ядра повышенной устойчивости — Si^{28} и Si^{30}, причем ядро Si^{28} имеет заполненную оболочку.

9. Образование ядерных оболочек у ядер с порядковыми номерами $22 < Z < 78$

На участке последовательности ядер с порядковыми номерами $Z = 22 \div 78$, ак видно из рис. 2, имеются особо устойчивые ядра Ni^{62}, Sr^{88}, Sn^{120} и e^{140} (см. параграф 1) и, возможно, еще екоторые около них.

Для ядер, близких к ядру Ni^{62}, число звестных энергий связи, полученных из пытных данных, достаточно для того, чтоы провести подробный анализ их устойивости. Теоретические предположения бъясняют повышенную устойчивость ядер зотопов никеля заполнением протонной болочки из 28 протонов. Никаких указаний о заполнении у ядер изотопов никея нейтронной оболочки до сих пор не было. Для выяснения возможности существоания нейтронной оболочки у изотопов икеля может служить рис. 27. На нем зображено изотопическое сечение энергеической поверхности плоскостью $Z = 28$. Для уменьшения наклона энергетической оверхности и ее сечения на графике редставлена разность $E_0(A) - E(Z, A)$, де $E(Z, A)$ — энергия связи ядер, а

$$E_0(A) = 60 + 8A \text{ MeV};$$

$E_0(A) - E(Z, A)$ является энергетичекой поверхностью с уменьшенным наклоном, на которой ниже располагаются точки, соответствующие более стойчивым ядрам. Так же как и на рис. 20, на рис. 27 имеются две ривые: верхняя относится к ядрам с нечетным массовым числом, нижняя — к четно-четным ядрам. На рисунке видно резкое скачкообразное уменьшение наклона сечения у ядра Ni^{62}. Это изменение наклона энергетической поверхности имеет форму углубления или канавки, пересекающей линию $Z = 28$. Следовательно, в величине энергии связи последних нейтронов получается скачок на 34-м нейтроне, что показывает, что существует оболочка из 34 нейтронов. Для выяснения наличия этой оболочки у ядер с другими порядковыми номерами Z служит рис. 28. На рисунке изображена зависимость уменьшения энергии связи нейтрона Δe_n на 34-м нейтроне от порядкового номера ядер Z. Уменьшение энергии связи нейтрона на 34-м нейтроне $\Delta e_n(34)$ вычислялось по формуле:

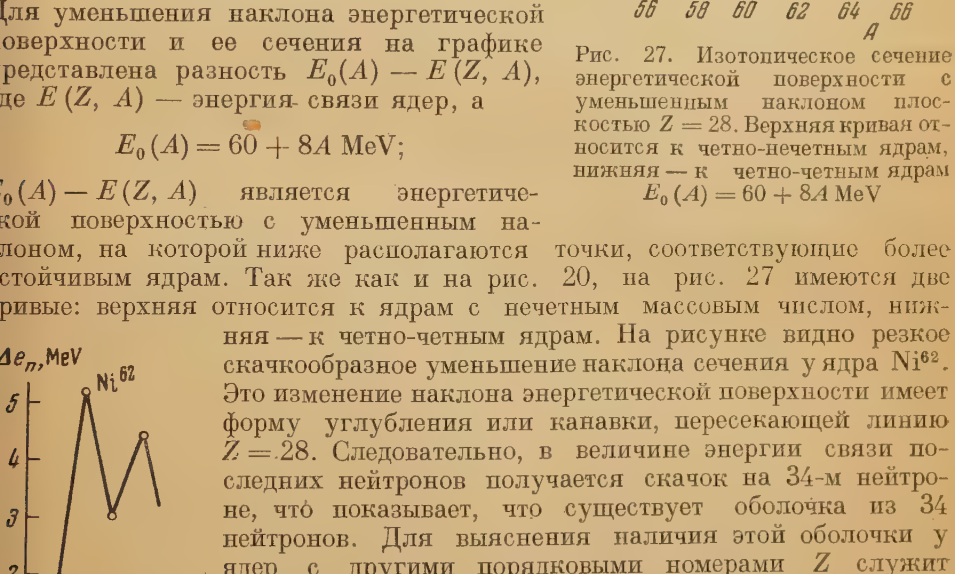
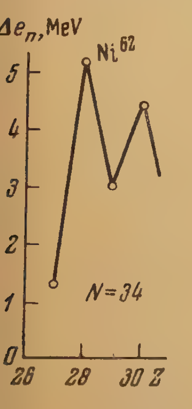


Рис. 27. Изотопическое сечение энергетической поверхности с уменьшенным наклоном плоскостью $Z = 28$. Верхняя кривая относится к четно-нечетным ядрам, нижняя — к четно-четным ядрам $E_0(A) = 60 + 8A$ MeV



іс. 28. Зависиость уменьшения ергии связи нейона Δe_n в ядрах 34 нейтронами числа протонов в ядре Z

$$\Delta e_n(34) = e_n(34) - e_n(35),$$

где $e_n(34)$ и $e_n(35)$ — соответственно энергии связи «последних» 34-го и 35-го нейтронов. Рис. 28 показывает, что оболочка из 34 нейтронов прочнее всего в ядре Ni^{62} при 28 протонах. Степень прочности протонной оболочки можно видеть по графику рис. 29. На рисунке зображена зависимость уменьшения энергии связи протона Δe_p на 28-м ротоне от числа нейтронов в ядре:

$$\Delta e_p(28) = e_p(28) - e_p(29),$$

где $e_p(28)$ и $e_p(29)$ — соответственно энергии связи «последних» 28-го и 29-го протонов.

Рис. 29 показывает, что протонная оболочка более всего насыщена при 33 нейтронах (Ni^{61}), но насыщение ее велико также и при 32 и 34 нейтронах (Ni^{60} и Ni^{62}). Для дальнейшего подтверждения этих выводов мы использовали также уменьшения энергий связи дейтронов Δe_d, вычисленные по формуле (15). На рис. 30 изображена зависимость Δe_d для ядер изотопов никеля от массового числа A. Рис. 30 снова подтверждает, что наиболее заполнена оболочка, образовавшаяся в ядре Ni^{62}. На рис. 31 представлены изобарные сечения энергетической поверхности плоскостями $A = 60$ и $A = 62$. Как и следует ожидать, для четных A мы имеем две вертикально смещенные кривые, похожие на параболы, изображенные на рисунке пунктиром. Кружками изображены энергии связи ядер с нечетным Z, черными точками — энергии связи четно-четных ядер. Таким образом, наиболее устойчивые ядра Ni^{60} и Ni^{62} будут располагаться ниже всех. По сравнению с сечением $A = 60$ сечение $A = 62$ уже и больше вытянуто в вертикальном направлении, что показывает на бо́льшую устойчивость ядра Ni^{62} по сравнению с ядром Ni^{60}.

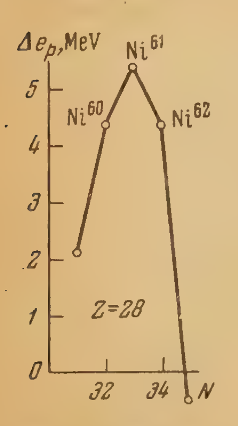


Рис. 29. Зависимость уменьшения энергии связи протона Δe_p в ядрах с 28 протонами от числа нейтронов в ядре N

Таким образом, все данные свидетельствуют о том, что заполнение оболочки происходит в ядре Ni^{62}. Вместе с этим отчасти понятно утверждение Дакворса и Престона [35], что ядром с заполненной оболочкой является ядро Ni^{60}, так как это ядро имеет повышенную устойчивость.

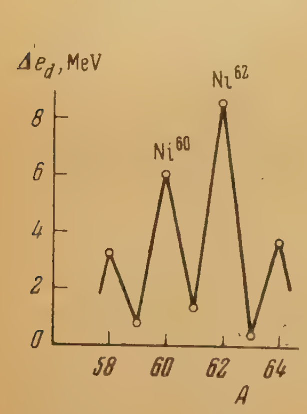


Рис. 30. Зависимость уменьшения энергии связи дейтрона Δe_d в ядрах изотопов никеля от массового числа A

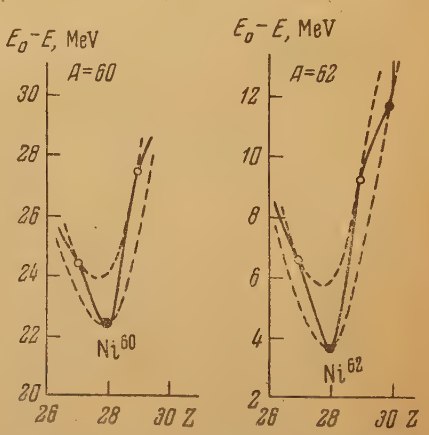


Рис. 31. Изобарные сечения энергетической поверхности плоскостями $A = 60$ и $A = 62$. Здесь и на рис. 32 и 34 пунктирными кривыми изображены сечения четно-четной поверхности (нижние кривые) и нечетно-нечетной поверхности (верхние кривые)

В работе Блазера и других [54] опубликованы измерения поперечных сечений σ реакций (p, n) для ряда ядер. В этой работе даны для изотопов никеля сечения:

$$Ni^{60} \quad \sigma < 0{,}01 \cdot 10^{-25}\ см^2, \quad Ni^{61} \quad \sigma = 2{,}4 \cdot 10^{-25}\ см^2,$$

$$Ni^{62} \quad \sigma = 4{,}3 \cdot 10^{-25}\ см^2, \quad Ni^{64} \quad \sigma = 4{,}0 \cdot 10^{-25}\ см^2.$$

Таким образом, для Ni^{60} получается исключительно малое сечение, что говорит о большей заполненности протонной оболочки при $N = 32$, чем при $N = 34$. Это не противоречит графику на рис. 29, но все остальные данные все же свидетельствуют о заполнении протонной ядерной оболочки в ядре Ni^{62}.

Так же как у изотопов кремния, у ядер изотопов никеля имеется группа ядер повышенной устойчивости. Центральным ядром этой группы, ядром с заполненной оболочкой является ядро Ni^{62}; повышенную устойчивость имеют также ядра Ni^{60}, Ni^{61} и, может быть, Ni^{58}.

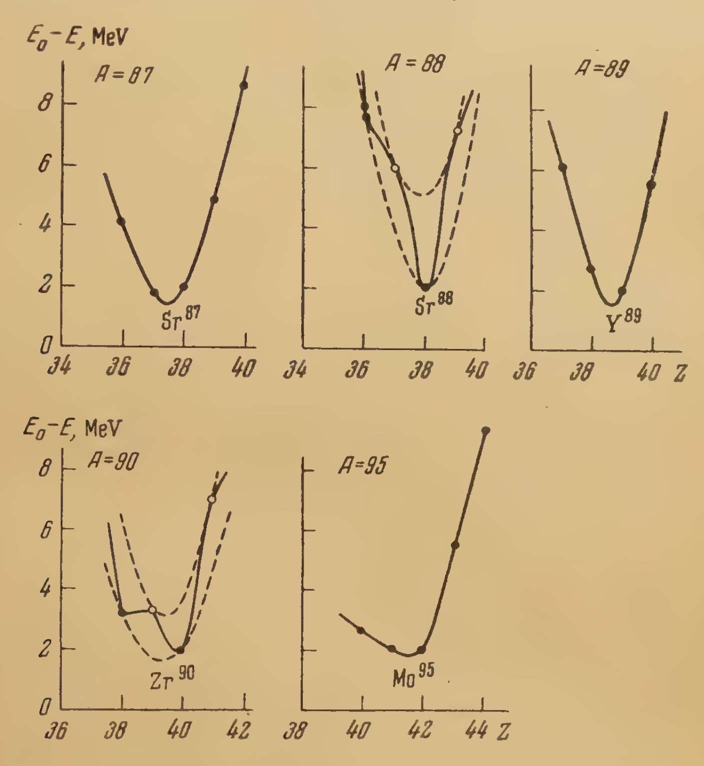


Рис. 32. Изобарные сечения энергетической поверхности плоскостями A=87, 88, 89, 90 и 95

Для установления характера оболочек ядер с порядковым номером Z более 30 пока еще очень мало материалов, из-за незначительного числа масс-спектрографических измерений. Кроме масс-спектрографических данных, есть отдельные измерения энергий связи нейтронов и энергий β-распадов и позитронных распадов. Последние данные дают возможность построить некоторые изобарные сечения энергетической поверхности, в частности сечения для массовых чисел: 87, 88, 89, 90 и 95, изображенные на рис. 32. Энергии β-распадов и позитронных распадов, использованных для сечений рис. 32, взяты частично из таблиц [10, 55] и из работ со схемами распадов [56—59]. Эти сечения показывают, что в наиболее узкой энергетической «яме» расположено ядро Sr^{88}, что свидетельствует о его высокой устойчивости. Сечения $A = 87$ и $A = 89$ также очень вытянуты по сравнению, например, с сечением $A = 95$, которое приведено для сравнения, как лежащие вне области повышенной устойчивости. Это показывает, что ядра Sr^{87} и Y^{89}, лежащие вблизи вершин сечений, тоже имеют повышенную устойчивость. Ядро Zr^{90}, судя по сечению $A = 90$, лежит в менее глубокой энергетической «яме», чем ядро Sr^{88}, и, следовательно, менее устойчиво, чем ядро Sr^{88}. Это же следует и из рис. 2, где перелом кривой получается тоже на ядре Sr^{88}.

С другой стороны, если судить по поперечным сечениям для реакций (p, n), измеренным Блазером и другими [54], резкий минимум поперечных сечений получается на ядре Zr^{90}. Поперечное сечение ядра Zr^{90} для реакции (p, n) меньше $0{,}015 \cdot 10^{-26}$ см^2, в то время как поперечные сечения ядер Sr^{87}, Sr^{88}, Y^{89}, Zr^{91}, Zr^{92} и Zr^{96}, тоже приведенные в этой работе, в 1000 раз больше. Это показывает, что наиболее насыщенная протонная конфигурация имеется у ядра Zr^{90}, и указывает на большую вероятность того, что ядро Zr^{90} имеет заполненную оболочку. Попробуем проверить это по уменьшению энергии связи нейтрона на 50-м нейтроне $\Delta e_n(50)$:

$$\Delta e_n(50) = e_n(50) - e_n(51),$$

где $e_n(50)$ и $e_n(51)$ — соответственно энергии связи «последних» нейтронов 50-го и 51-го. Для расчетов мы использовали данные работ [50, 60], в которых приведены измеренные из ядерных реакций энергии связи нейтронов.

Мы имеем следующие данные:

Z	38	39	40
$\Delta e_n(50)$, MeV .	$4{,}6 \pm 0{,}4$	$5{,}1 \pm 0{,}6$	$5{,}1 \pm 0{,}4$.

Как видно, колебания Δe_n не велики и того же порядка, как и их погрешности, поэтому уверенных выводов из этих цифр сделать нельзя.

Таким образом, около Sr^{88} имеется группа ядер повышенной устойчивости. К ним принадлежат ядра Sr^{88}, Sr^{90}, Y^{89} и Sr^{87}. Какое из ядер — Sr^{88} или Zr^{90} — является центральным ядром группы, у которого заполнена оболочка, пока установить нельзя за недостатком экспериментальных данных.

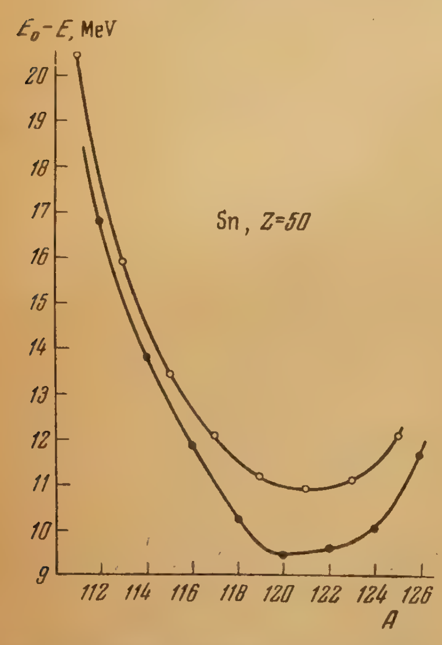


Рис. 33. Изотопическое сечение энергетической поверхности с уменьшенным наклоном плоскостью $Z=50$. Верхняя кривая относится к четно-нечетным ядрам, нижняя — к четно-четным ядрам

Согласно рис. 2, следующий перелом на графике удельных энергий связи происходит на ядре Sn^{120}. По предположению повышенная устойчивость ядер изотопов олова вызвана образованием протонной оболочки из 50 протонов. Опубликование довольно точных измерений масс атомов изотопов олова [61] дает возможность построить изотопическое сечение энергетической поверхности для олова. На рис. 33 представлено изотопическое сечение энергетической поверхности плоскостью $Z = 50$ (Sn). Для упрощения чертежа дана энергетическая поверхность с уменьшенным наклоном, а именно представлена зависимость $E_0(A) - E(Z, A)$, где $E(Z, A)$ — энергия связи ядер, а

$$E_0(A) = 130 + 7{,}5A \text{ MeV}.$$

На рис. 33 видно изменение наклона на $A = 120$, что указывает на существование также и нейтронной оболочки из 70 нейтронов.

Такие же выводы можно сделать из данных работы Гарвея [50], где сравниваются энергии связи последних нейтронов, полученные из опыта, с теми же энергиями связи, вычисленными по полуэмпирической формуле для масс. В цитируемой работе приведены разности экспериментальных

теоретических энергий связи последних нейтронов для ядер изотопов лова Sn^{118} и Sn^{124},— они положительны и соответственно равны 0,7 и 2 MeV. Положительная разность — признак повышенной энергии связи ейтронов у ядер изотопов олова и подтверждает заполнение нейтронной болочки. Такое же превышение на 0,7 MeV экспериментальной энергии язи 70-го нейтрона над теоретической имеется у ядра изотопа сурьмы b^{121}, что подтверждает существование оболочки из 70 нейтронов не тольо у изотопов олова.

В цитированной работе Блазера и других [54] приводятся измерения оперечных сечений реакции (p, n) для изотопов олова: Sn^{116}, Sn^{117}, Sn^{118},

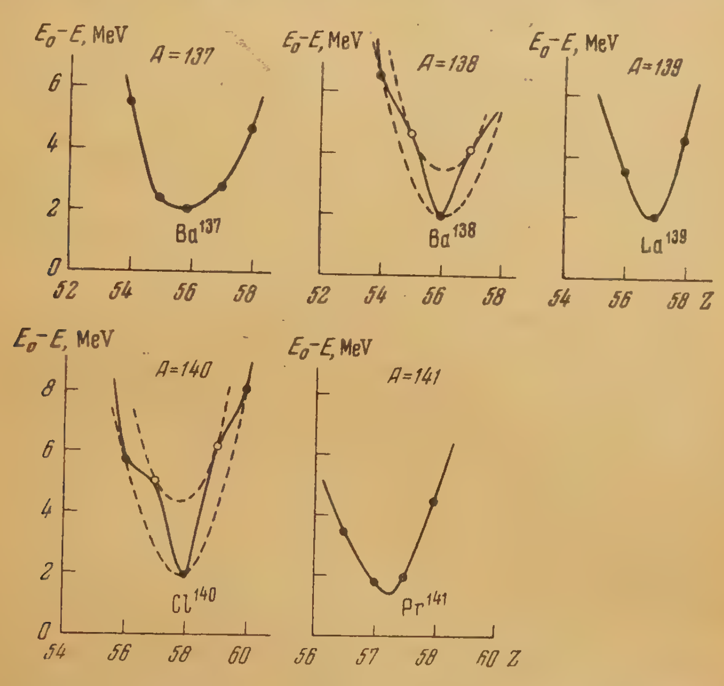


Рис. 34. Изобарные сечения энергетической поверхности плоскостями A=137, 138, 139, 140 и 141

^{120} и Sn^{122}. Наименьшее значение поперечного сечения реакции (p, n) ньше $0{,}3 \cdot 10^{-26}$ см^2, приходится на ядро изотопа Sn^{116}, для остальных отопов олова сечение в десятки раз больше. Это как будто показывает, о протонная оболочка более всего заполнена у ядра Sn^{116}. Недостаток сперимептальных данных не позволяет сделать окончательные заклюния об этой группе ядер с повышенной устойчивостью. Можно лишь азать, что центром группы является, вероятнее всего, ядро Sn^{120}. К числу ядер с повышенной устойчивостью в этой группе можно причислить ^{118}, Sn^{116}, Sn^{124}, Sn^{117}, Sn^{122} и Sn^{121}.

Несмотря на то, что перелом хода кривой удельной энергии связи на с. 2 у Ce^{140} выражен резче, чем у Sn^{120}, анализ характера оболочек у ер, близких к Ce^{140}, еще труднее из-за недостатка экспериментальных нных. Теоретически здесь нужно ждать влияния оболочки из 82 нейтров; интересно выяснить, как здесь сказывается влияние числа протонов.

По энергиям позитронных и β^--распадов, взятым из таблиц с использонием схем, приведенных в работах [62—66], мы вычислили относительe энергии связи E' для изобаров с массовыми числами 137, 138, 139,) и 141. Ввиду расхождения данных относительно энергии β-распада ^{140} в работах [62] и [66] мы приняли последнюю из опубликованных фр, а именно: $E_{\beta_1} + E_\gamma = 3{,}86$ MeV [62], которая мало расходится со

всеми работами, кроме работы [66]. По этим данным были построены изобарные сечения, изображенные на рис. 34. Сравнение изобарных сечений этого рисунка показывает, что Ce^{140} лежит на дне наиболее узкой и глубокой «ямы» и, следовательно, Ce^{140} является наиболее устойчивым ядром. Кроме того, повышенной устойчивостью обладают также ядра Ba^{138}, La^{139} и Pr^{141}, так как их сечения несколько уже обычных (ср. сечение $A = 137$ и $A = 95$ на рис. 32). Таким образом, около ядра Ce^{140} расположена группа ядер с повышенной устойчивостью с центром в ядре Ce^{140}, которое имеет заполненную оболочку. Следовательно, можно предположить, что одновременно с оболочкой из 82 нейтронов существует не сильно выраженная оболочка из 58 протонов. Наличие оболочки из 58 протонов подтверждается также в работе [67].

10. Характер ядерной оболочки у свинцовых и висмутовых ядер

Как указано в параграфе 1, одной из наиболее резко выраженных групп особо устойчивых ядер является группа ядер свинца и висмута. Наличие большого количества экспериментальных данных, позволивших составить подробные таблицы энергий связи тяжелых ядер [30], делает изучение этой группы особенно доступным.

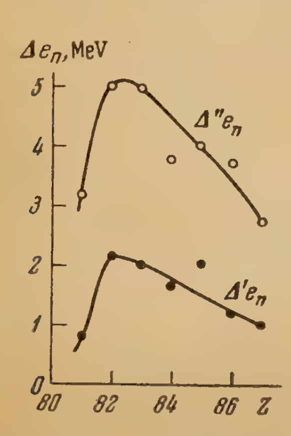


Рис. 35. Зависимость уменьшения энергии связи нейтронов Δe_n на 126-м нейтроне от числа протонов в ядре Z: $\Delta' e_n$ — для четных нейтронов, $\Delta'' e_n$ — для бинейтронов

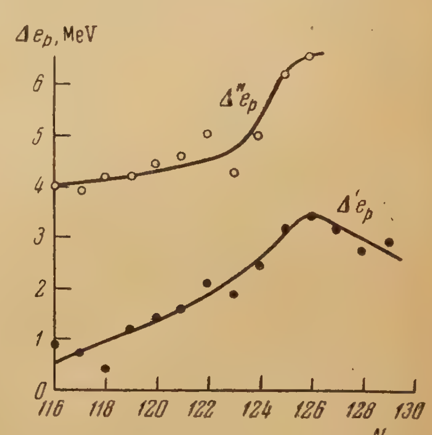


Рис. 36. Зависимость уменьшения энергии связи протонов Δe_p на 82-м протоне от числа нейтронов в ядре N: $\Delta' e_p$ — для четных протонов, $\Delta'' e_p$ — для бипротонов

Для установления степени устойчивости тяжелых ядер около свинца нужно выяснить, как зависит от числа протонов Z в ядре уменьшение энергий связи четных нейтронов $\Delta' e_n$ и бинейтронов $\Delta'' e_n$ на 126-м нейтроне. Уменьшения энергий связи $\Delta' e_n$ и $\Delta'' e_n$ вычислялись по формулам:

$$\Delta' e_n(126) = e_n(126) - e_n(128)$$

и

$$\Delta'' e_n(126) = e_{2n}(126) - e_{2n}(128),$$

где $e_n(126)$ и $e_n(128)$ — энергии связи «последних» 126-го и соответственно 128-го нейтронов; $e_{2n}(126)$ и $e_{2n}(128)$ — энергии связи «последних» пар нейтронов, заканчивающихся соответственно 126-м и 128-м нейтронами. Зависимость величин $\Delta' e_n$ и $\Delta'' e_n$ от числа протонов Z в ядре дана на рис. 35. Верхняя кривая представляет ход изменения уменьшения

энергий связи пар нейтронов $\Delta'' e_n$, нижняя кривая — четных нейтронов $\Delta' e_n$.

Аналогично построен график зависимости от числа нейтронов N в ядре уменьшения энергий связи последних четных протонов $\Delta' e_p$ и последних пар протонов $\Delta'' e_p$ на 82-м протоне, данный на рис. 36. Величины $\Delta' e_p$ и $\Delta'' e_p$ вычислялись по формуле:

$$\Delta' e_p(82) = e_p(82) - e_p(84)$$

и

$$\Delta'' e_p(82) = e_{2p}(82) - e_{2p}(84),$$

где $e_p(82)$ и $e_p(84)$ — энергии связи «последних» 82-го и соответственно 84-го протонов; $e_{2p}(82)$ и $e_{2p}(84)$ — энергии связи «последних» пар протонов, заканчивающихся соответственно 82-м и 84-м протонами. Верхняя кривая относится к уменьшению энергий связи пар протонов $\Delta'' e_p$, нижняя кривая — четных протонов $\Delta' e_p$.

Как было показано в параграфе 7, относительная величина уменьшения энергий связи присоединяемых частиц, Δe_n или Δe_p, в данном случае нейтронов и протонов или бинейтронов и бипротонов, может служить мерой заполненности оболочек или мерой прочности ядер. Чем больше уменьшается энергия, тем прочнее оболочка и ядро. Графики на рис. 35 и 36 показывают, что, вопреки существовавшим до сих пор представлениям, прочность нейтронной оболочки зависит от числа протонов в ядре, а прочность протонной оболочки — от числа нейтронов в ядре.

Наиболее устойчивым ядром, согласно рис. 35 и 36, является ядро Pb^{208}, так как у него наиболее заполнены обе оболочки: протонная и нейтронная. Ядра, лежащие около ядра Pb^{208}, как-то: ядро Pb^{206}, Pb^{207} и Bi^{209}, тоже имеют повышенную устойчивость, т. е. мы имеем дело с ядрами повышенной устойчивости около центрального ядра Pb^{208}.

В таблицах энергий связи тяжелых ядер [30] мы привели изображение энергетической поверхности с уменьшенным наклоном для тяжелых ядер. Изучение этой поверхности показывает, что ядро Pb^{208} лежит на дне энергетической «ямы». Весьма близко ко дну «ямы» расположены также и другие ядра повышенной устойчивости: Bi^{209}, Pb^{207} и Pb^{206}. Для изучения изменения наклона энергетической поверхности рассмотрим ее сечения различными плоскостями. Так же как и в работе [30], ниже мы даем изображения величины $E_0(A) - E(Z, A)$, где $E(Z, A)$ — энергии связи ядер с порядковым номером Z и массовым числом A, а $E_0(A)$ — вспомогательная линейная функция вида

$$E_0(A) = 500{,}6 + 5{,}5\,A \text{ MeV},$$

введенная для уменьшения наклона энергетической поверхности.

На рис. 37 и 38 представлены изотопические ($Z = \text{const}$) сечения энергетической поверхности с уменьшенным наклоном, т. е. изображения зависимости $E_0 - E$ от величины массового числа A.

На рис. 37 изображены изотопические сечения для четных порядковых номеров: для $Z = 82$ (Pb), $Z = 84$ (Po) и $Z = 86$ (Em). На рис. 38 даны изотопические сечения для нечетных порядковых номеров: для $Z = 81$ (Tl), $Z = 83$ (Bi), $Z = 85$ (At) и $Z = 87$ (Fr). Каждое сечение представлено двумя кривыми: для четных Z нижняя кривая относится к четно-четным ядрам, верхняя — к ядрам с нечетным A, для нечетных Z нижняя кривая относится к ядрам с нечетным A, верхняя кривая — к нечетно-нечетным ядрам. Изучение этих рисунков показывает, что имеется изменение наклона — переломы кривых на ядре, содержащем 126 нейтронов. Наибольший перелом — у свинцового и висмутовых сечений. У других сечений перелом уменьшается и почти пропадает на сечениях для эманации и фран-

ция. Таким образом, на энергетической поверхности нейтронная оболочка из 126 нейтронов выражается переломом, складкой или канавкой. Эта «канавка» наиболее резко выражена у свинца и висмута и к краю поверхности — у эманации и франция — сходит на-нет.

На рис. 39 изображены изонейтронные сечения энергетической поверхности с уменьшенным наклоном, т. е. сечения плоскостями $N = \text{const}$. На них представлены зависимости $E_0 - E$ от числа протонов в ядре Z для ядер с равным числом нейтронов. Каждое сечение представлено двумя кривыми, каждая кривая соответствует ядрам одинаковой четности. Ввиду некоторого однообразия сечений дано лишь три наиболее характерных. Сечения рис. 39 дают возможность судить о протонной оболочке из 82 протонов. На сечении $N = 126$ мы видим перелом на ядре с 82 протонами, на сечении $N = 120$ этот перелом у $Z = 82$ стал меньше. На сечении $N = 115$ перелома у $Z = 82$ уже нет. Следовательно, на энергетической поверхности протонная оболочка из 82 протонов также выражается переломом, складкой или канавкой. Эта «канавка» резко выражена у ядер с 126 нейтронами и к краям энергетической поверхности постепенно выравнивается настолько, что, например, у ядер со 115 нейтронами она не может быть обнаружена.

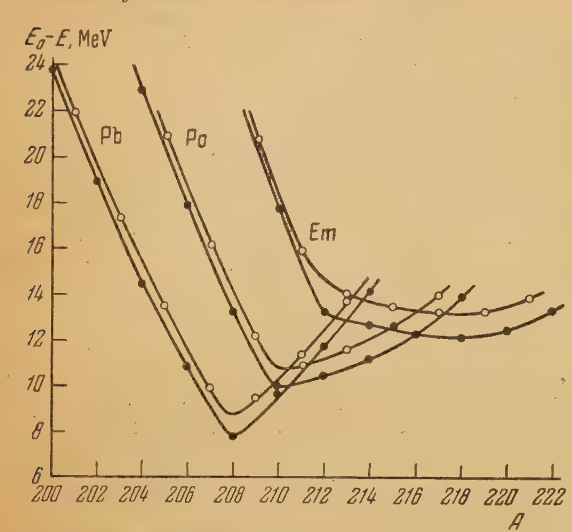


Рис. 37. Изотопические сечения энергетической поверхности с уменьшенным наклоном плоскостями $Z = 82$, 84 и 86. Верхние кривые относятся к четно-нечетным ядрам, нижние кривые — к четно-четным ядрам

Изобарные сечения энергетической поверхности для тяжелых ядер, приведенные в наших таблицах [30], ничего не могут прибавить к предыдущим выводам. Мы можем считать установленным, что группа ядер повышенной устойчивости в области свинца и висмута отмечается на энергетической поверхности двумя пересекающимися «канавками», идущими вдоль линий $N = 126$ и $Z = 82$. Глубина «канавок» наибольшая в месте пересечения и уменьшается и сходит на-нет по мере удаления от места пересечения.

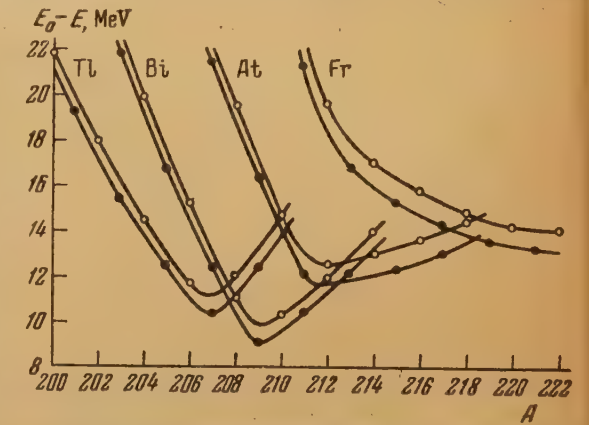


Рис. 38. Изотопические сечения энергетической поверхности с уменьшенным наклоном плоскостями $Z = 81$, 83, 85 и 87. Верхние кривые относятся к нечетно-нечетным ядрам, нижние кривые—к четно-нечетным ядрам

Изучение всех материалов для тяжелых ядер показывает, что никаких существенных нерегулярностей в ходе изменений энергий связи для $Z > 82$ и $N > 126$ не может быть обнаружено. Это следует из материалов таблиц [30] и, в частности, из рис. 18 и 19 настоящей работы. Это позво-

ляет утверждать, что в области тяжелых ядер (от $Z = 84$ до $Z = 96$) нет ядер с повышенной устойчивостью. К тем же выводам приходят в уже цитированном сообщении Вей и Вуд [43].

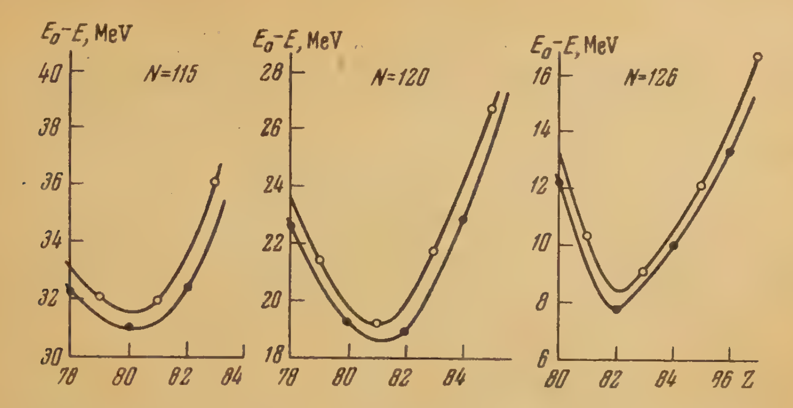


Рис. 39. Изонейтронные сечения энергетической поверхности с уменьшенным наклоном плоскостями $N = 115$, 120 и 126 для ядер с 82 протонами. Верхние кривые относятся к ядрам с четным A, нижние кривые — к ядрам с нечетным A

Выводы

Общие закономерности изменений энергий связи

Изучение энергий связи отдельных нуклонов, присоединяемых к ядру, произведенное нами на основании экспериментальных данных, приводит к установлению следующих закономерностей.

1. При сопоставлении энергий образования пар одинаковых нуклонов в ядре и величины спинов не обнаруживается зависимости энергии образования пар от спина. Намечается зависимость энергии образования пар одинаковых нуклонов от массы ядра, согласно которой эта энергия—наибольшая в легких ядрах и убывает с увеличением массы ядра.

2. При сопоставлении энергий связи отдельных нуклонов, присоединяемых к различным ядрам, обнаружены следующие закономерности, справедливые для всех ядер: а) энергия связи последнего протона в ядре возрастает от увеличения числа нейтронов в этом ядре и убывает от увеличения на четное число числа протонов в этом ядре; б) энергия связи последнего нейтрона в ядре возрастает от увеличения числа протонов в этом ядре и убывает от увеличения на четное число числа нейтронов в этом ядре.

3. Количественное изучение возрастания и убывания энергий связи последних нуклонов показало, что основные экспериментальные зависимости этих величин могут быть представлены двумя формулами:

$$\text{(I)}\quad i = \frac{24}{K}\ \text{MeV} \qquad \text{и} \qquad \text{(II)}\quad d = \frac{20}{L}\ \text{MeV},$$

где i — величина среднего возрастания энергии связи некоторого нуклона в ядре от присоединения к ядру одного нуклона другого типа, K — число нуклонов данного типа в ядре, d — величина среднего убывания обусловленной ядерными силами энергии связи (убывание, вызванное электростатическим взаимодействием в случае протонов, вычитается) некоторого нуклона в ядре от присоединения к ядру одного нуклона того же типа; L — число нуклонов другого типа в ядре.

Изучение расположения экспериментальных точек около кривых, изображающих гиперболы, представленные уравнениями (I) и (II), показывает, что основная зависимость передается формулами (I) и (II) удо-

влетворительно. Имеющиеся отклонения от кривых вызваны погрешностями или второстепенными факторами; к последним, в частности, принадлежит заполнение ядерных оболочек.

Одинаковый вид зависимости (I) и (II) для протонов и нейтронов подтверждает независимость ядерных сил от заряда. Для удовлетворения этой независимости нужно, чтобы ядерные силы взаимодействия протонов с протонами (не считая электростатического взаимодействия) и нейтронов с нейтронами были одинаковыми. Законы взаимодействия протонов с нейтронами могут быть другими.

4. Изучение энергий связи отдельных нейтронов и отдельных протонов естественной последовательности устойчивых и моно-α-радиоактивных ядер позволяет сделать некоторые выводы относительно наибольшего возможного ядра. Путем экстраполяции кривых экспериментально установленной зависимости можно определить, что наибольшее возможное ядро не может содержать более 122 протонов и более 170 нейтронов.

Строение и характер ядерных оболочек

Подводя итоги изучения энергий связи ядер с повышенной устойчивостью, можно высказать некоторые предположения о законах строения и характере ядерных оболочек.

1. Имеющиеся материалы расходятся с общепринятой точкой зрения о том, что оболочки в ядре строятся в отдельности из протонов и в отдельности из нейтронов. Как показывают экспериментальные данные, все известные до сих пор особо устойчивые ядра, в которых заполняются оболочки, образуются лишь при одновременном сочетании определенного числа нейтронов и определенного числа протонов. Изменение в отдельности только числа нейтронов или только числа протонов ослабляет связи нуклонов и понижает устойчивость ядра. Это ослабление связей происходит особенно быстро у легких ядер, где изменение числа каких-либо нуклонов всего на единицу может привести ядро в малоустойчивое состояние. У средних и тяжелых ядер для этого необходимо изменение числа нуклонов какого-либо типа на несколько единиц.

2. Изучение энергий связи ядер показало, что существует два типа образования особо устойчивых ядер и ядер с заполненными оболочками: образование отдельных особо устойчивых ядер и образование групп ядер с повышенной устойчивостью. Все отдельные особо устойчивые ядра имеют массовые числа $A \leqslant 40$ и содержат равное число пар протонов и пар нейтронов. Эти ядра принадлежат к ядрам, состоящим из α-частиц. Из этих ядер только часть имеет заполненные оболочки.

Кроме этого, около некоторых ядер с заполненной оболочкой существуют группы ядер с повышенной устойчивостью.

3. Из данных, характеризующих группы ядер с повышенной устойчивостью, следует, что ядра повышенной устойчивости располагаются крестообразно вокруг центрального ядра с заполненной оболочкой. Центральное ядро лежит на перекрещении двух линий $N = \text{const}$ и $Z = \text{const}$, вдоль которых расположены ядра с повышенной устойчивостью.

На энергетической поверхности по этим линиям расположены складки или канавки. Глубина этих «канавок» — наибольшая в точке их пересечения, у центрального ядра. По мере удаления от центрального ядра глубина канавок убывает и затем сходит на-нет. Убывание глубины происходит быстрее у легких ядер и медленнее у средних и тяжелых.

В некоторых случаях канавка, идущая по линии $N = \text{const}$ — «нейтронная» канавка, глубже идущей по линии $Z = \text{const}$ — «протонной» канавки, например в группе ядер около Sr^{88} или Ce^{140}. В других случаях «протонная» канавка резче выражена, чем «нейтронная», например в группе ядер около Ni^{62} или Sn^{120}. Но во всех случаях всегда существуют обе канавки — и протонная и нейтронная.

4. Все ядра с заполненными оболочками и группы особо устойчивых ядер около них приведены в табл. 3. Ядра, данные в скобках, представляют возможный вариант в тех случаях, когда установить точно ядро с заполненной оболочкой пока не представляется возможным.

Сравнение табл. 3 с данными других работ [9, 11, 12, 15, 21, 25 и др.] показывает, что выводы настоящей работы расходятся лишь в интерпретации данных, но не в оценке устойчивости ядер.

Таблица 3

Ядра с заполненной оболочкой и группы ядер повышенной устойчивости

№ п/п	Символ ядра с заполненной оболочкой	Число в нем		Какая из оболочек (протонная или нейтронная) выражена энергетически сильнее (какая «канавка» глубже)	Наличие группы повыш. устойчивости	Ядра особо высокой устойчивости в группе
		протонов Z	нейтронов N			
1	He^4	2	2	одинаковы	нет	—
2	O^{16}	8	8	»	нет	—
3	Si^{28}	14	14	протонная	да	Si^{30}
4	Ca^{40}	20	20	одинаковы	нет	—
5	Ca^{48}	20	28	?	нет (?)	—
6	Ni^{62}	28	34	протонная	да	Ni^{60}, Ni^{61}, Ni^{58}
7	Sr^{88} (Zr^{90})	38(40)	50	нейтронная	да	Zr^{90}, (Sr^{88}), Y^{89}, Sr^{87}
8	Sn^{120}	50	70	протонная	да	Sn^{118}, Sn^{116}, Sn^{124}
9	Ce^{140}	58	82	нейтронная	да	Ba^{138}, La^{139}, Pr^{141}
10	Pb^{208}	82	126	одинаковы	да	Bi^{209}, Pb^{206}, Pb^{207}

Действительно, все так называемые «магические» числа имеются в табл. 3, но везде они присутствуют парами одновременно для протонов и для нейтронов. Кроме обычных магических чисел, имеются числа 38 (или 40), 58 и 70, которые связаны с менее резко выраженными канавками на энергетической поверхности. Эти числа нуклонов тоже упоминаются в литературе [35, 67] под названием «полумагических», а образуемые из них оболочки под названием «подоболочек». Новым является тот экспериментальный факт, что «прочность» протонной оболочки зависит от числа нейтронов, а нейтронной оболочки — от числа протонов. Это не позволяет рассматривать оболочки раздельно и указывает на наличие совместных протоно-нейтронных оболочек.

5. Установленные в настоящей работе экспериментальные зависимости требуют уточнения, обоснований и схем, соответствующих принятым в современной теории ядерных оболочек. Некоторые приведенные в настоящей работе закономерности могут служить материалом для проверки и улучшения теории ядерных сил. Как видно из изучения экспериментальных материалов, для уточнения выводов настоящей работы желательно увеличение числа измерений масс средних ядер и уточнения этих измерений.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Получена редакцией
5. I. 1954 г.

Цитированная литература

1. Иваненко Д. и Гапон Е., Naturwiss., 20, 792 (1932).
2. Elsasser W., Journ. de phys. et rad., 4, 549 (1933); 5, 389, 635 (1934).
3. Френкель Я. И., Sow. Phys., 9, 533 (1936).
4. Френкель Я. И., ЖЭТФ, 9, 641 (1939).
5. Френкель Я. И. и Чердынцев В., ЖЭТФ, 9, 899 (1939).
6. Френкель Я. И., Принципы теории атомных ядер.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1950.
7. Ландау Л. Д., Sow. Phys., 11, 556 (1937); ЖЭТФ, 7, 819 (1937).
8. Селинов И. П., ЖЭТФ, 4, 666 (1934).

9. Селинов И. П., в Приложении к книге Я. И. Френкеля [6], стр. 273.
10. Селинов И. П., Атомные ядра и ядерные превращения, т. I.— ГИТТЛ М.—Л., 1951.
11. Левитская М. А., ДАН СССР, 55, 399 (1947); 61, 55 (1948).
12. Левитская М. А., ДАН СССР, 64, 61 (1949).
13. Левитская М. А., ДАН СССР, 74, 37 (1950).
14. Левитская М. А. и Раппопорт Л., ДАН СССР, 70, 817 (1950).
15. Щукарев С. А., ЖОХ, 19, 3, 373, 380 (1949).
16. Знойко А. П., ДАН СССР, 68, 837, 1021; 69, 169 (1949).
17. Иваненко Д. и Родичев В., ДАН СССР, 70, 605 (1950).
18. Иваненко Д. и Соколов А., ДАН СССР, 74, 33 (1950).
19. Yang L., Proc. Phys. Soc., A 64, 632 (1951).
20. Malenka B., Phys. Rev., 86, 68 (1952).
21. Mayer M. G., Phys. Rev., 74, 235 (1948).
22. Mayer M. G., Phys. Rev., 78, 16 (1949).
23. Feenberg E. a. Hammack K., Phys. Rev., 75, 1877 (1949).
24. Nordheim L., Phys. Rev., 75, 1894 (1949).
25. Haxel O., Jensen J. u. Suess, Zs. f. Phys., 128, 295 (1950).
26. Christian R. a. Hart E., Phys., Rev., 77, 441 (1950).
27. Christian R. a. Noyes H., Phys. Rev., 79, 85 (1950).
28. Low W. a. Townes C., Phys. Rev., 80, 608 (1950).
29. Li C., Whaling W., Fowler W. a. Lauritsen C., Phys. Rev. 83, 512 (1951).
30. Кравцов В. А., УФН, 47, 341 (1952).
31. Meinke W., Ghiorso A. a. Seaborg G., Phys. Rev., 85, 429 (1952)
32. Stanford G., Duckworth H., Hogg B. a. Geiger J., Phys Rev., 85, 1039 (1952).
33. Richards P., Hays E. a. Goudsmit S., Phys. Rev., 85, 630 (1952)
34. УФН, 47, 482 (1952).
35. Duckworth H. a. Preston R., Phys. Rev., 82, 468 (1951).
36. Duckworth H., Kegley C., Olson J. a. Stanford G., Phys Rev., 83, 1114 (1951).
37. Макк Дж., УФН, 44, 393 (1951).
38. Tomkins E., Fred M. a. Meggers W., Phys. Rev., 84, 169 (1951).
39. Geschwind S., Gunther-Mohr G. a. Silvey G., Phys. Rev. 85, 474 (1952).
40. Bleaney B. a. Bowers K., Proc. Phys. Soc., A 64, 1135 (1951).
41. Понизовский Л., ЖЭТФ, 13, 121 (1943).
42. Кравцов В. А., ДАН СССР, 78, 43, 239 (1951).
43. Way K. a. Wood M., Phys. Rev., 86, 608 (1952).
44. Иваненко Д. и Соколов А., Классическая теория поля, 2-е изд.— ГИТТЛ, М., 1951.
45. De-Juren J. a. Knable N., Phys. Rev., 77, 606 (1950).
46. Кравцов В. А., ДАН СССР, 3, 233 (1934).
47. Бете Г., Физика ядра, ч. II.— Приложение 6, стр. 355.— ГИТТЛ, М., 1948
48. Иваненко Д. и Лебедев В., ЖЭТФ, 22, 638 (1952).
49. Щукарев С. А., ЖРФ-ХО, ч. хим., 55, 447 (1924).
50. Harvey J., Phys. Rev., 81, 353 (1951).
51. Wapstra A., Phys. Rev., 84, 838 (1951).
52. Pryce M., Proc. Phys. Soc., A 63, 692 (1950).
53. Collins T., Nier A. a. Johnson W. jr., Phys. Rev., 84, 717 (1951)
54. Blaser J., Boehm F., Marmier P. a. Scherer P., Helv. Phys Acta, 24, 441 (1951).
55. Nuclear Data, National Bureau of Standards USA, Circular 499 (1950).
56. Shore F., Bendel W. a. Becker R., Phys. Rev., 83, 688 (1951).
57. Mann L. a. Axel P., Phys. Rev., 84, 221 (1951).
58. Шпинель В., ЖЭТФ, 21, 1370 (1951).
59. Geiger K., Ann. der Phys., 9, 293 (1951).
60. R. Sher, Halpern J. a. Mann A., Phys. Rev., 84, 387 (1951).
61. Halsted R., Bull. Am. Phys. Soc., 26, 6, 30 (1951).
62. Robinson B. a. Madansky L., Phys. Rev., 84, 1067 (1951).
63. Duffield R. a. Langer L., Phys. Rev., 84, 1065 (1951).
64. Freedman M. a. Engelkemeir D., Phys. Rev., 79, 897 (1950).
65. Cork J., Le Blanc J., Stoddard A., Martin D., Branyan C a. Childs W., Phys. Rev., 83, 856 (1951).
66. Cork J., Stoddard A., Le Blanc J., Branyan C., Martin D a. Childs W., Phys. Rev., 83, 856 (1951).
67. Dube G. a. Iha S., Phys. Rev., 85, 1042 (1952).
68. Берлович Э., Изв. АН СССР, Серия физич., 16, 314 (1952).
69. Кравцов В. А., Диссертация, Ленинградский политехнический институт 1953.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XVIII, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

А. А. БАШИЛОВ, Н. М. АНТОНЬЕВА, М. В. БЛИНОВ и Б. С. ДЖЕЛЕПОВ

ИЗЛУЧЕНИЕ Cs^{134} *

1. Введение

Природный цезий содержит только один устойчивый изотоп с массовым числом 133 [1]. Радиоактивный цезий с периодом полураспада около 1,5 час впервые был получен Ферми с сотрудниками [2] при помощи облучения нейтронами природного цезия. В начале 1938 г. К. И. Алексеева [3] открыла, что при облучении цезия нейтронами возникает также радиоактивный изотоп с периодом полураспада свыше 1 года.

По современным данным короткопериодный изомер Cs^{134} путем ядерного перехода типа $E3$ [4] с энергией 128 keV [4, 5] и периодом 3,1 час [1] переходит в основное состояние Cs^{134}. Долгопериодный изомер Cs^{134} превращается путем β^--распада в Ba^{134} с периодом $2,3 \pm 0,3$ года [1]. Этот распад сопровождается излучением большого числа γ-линий. Захват атомных электронов не превышает 5% от полного числа распадов [1].

В настоящей работе изучались β-спектр, спектры конверсионных электронов и фотоэлектронов от γ-лучей долгопериодного изомера Cs^{134}.

2. Условия измерений

Исследование излучения Cs^{134} мы производили при помощи магнитного спектрометра с улучшенной фокусировкой — кэтрона [6] с разрешающей способностью 0,5 %. Пленка на окошке счетчика пропускала электроны с энергией $\geqslant 8$ keV. При работе с двумя счетчиками, включенными в схему совпадений, суммарная толщина пленок позволяла регистрировать электроны с энергией $\geqslant 20$ keV.

Измерения производились с несколькими источниками различного происхождения и с разными поверхностными плотностями. Со всеми источниками были получены в общих чертах согласующиеся результаты.

3. β-Спектр Cs^{134}

Общий вид β-спектра Cs^{134}, полученный нами с источником, имевшим среднюю поверхностную плотность $\sim 50\ \mu$г см$^{-2}$, изображен на рис. 1; активный препарат был приготовлен из хлористого цезия, облученного медленными нейтронами, и нанесен на коллодиевую пленку с поверхностной плотностью $\sim 50\ \mu$г см$^{-2}$. Из рисунка видно, что β-спектр состоит по крайней мере из двух компонент с граничными энергиями около 90 и 660 keV. В спектре Cs^{134} мы наблюдали 14 электронных линий, отвечающих 8 ядерным переходам.

График Кюри для непрерывного β-спектра Cs^{134} изображен на рис. 2. Граница жесткой компоненты (*1*) β-спектра равна 654 ± 6 keV. В отличие от данных других авторов, наш график Кюри для жесткой компоненты оказывается не вполне прямолинейным — в его средней части наблю-

* Доложено на Совещании в АН СССР 14 февраля 1951 г. и 17 февраля 1953 г.

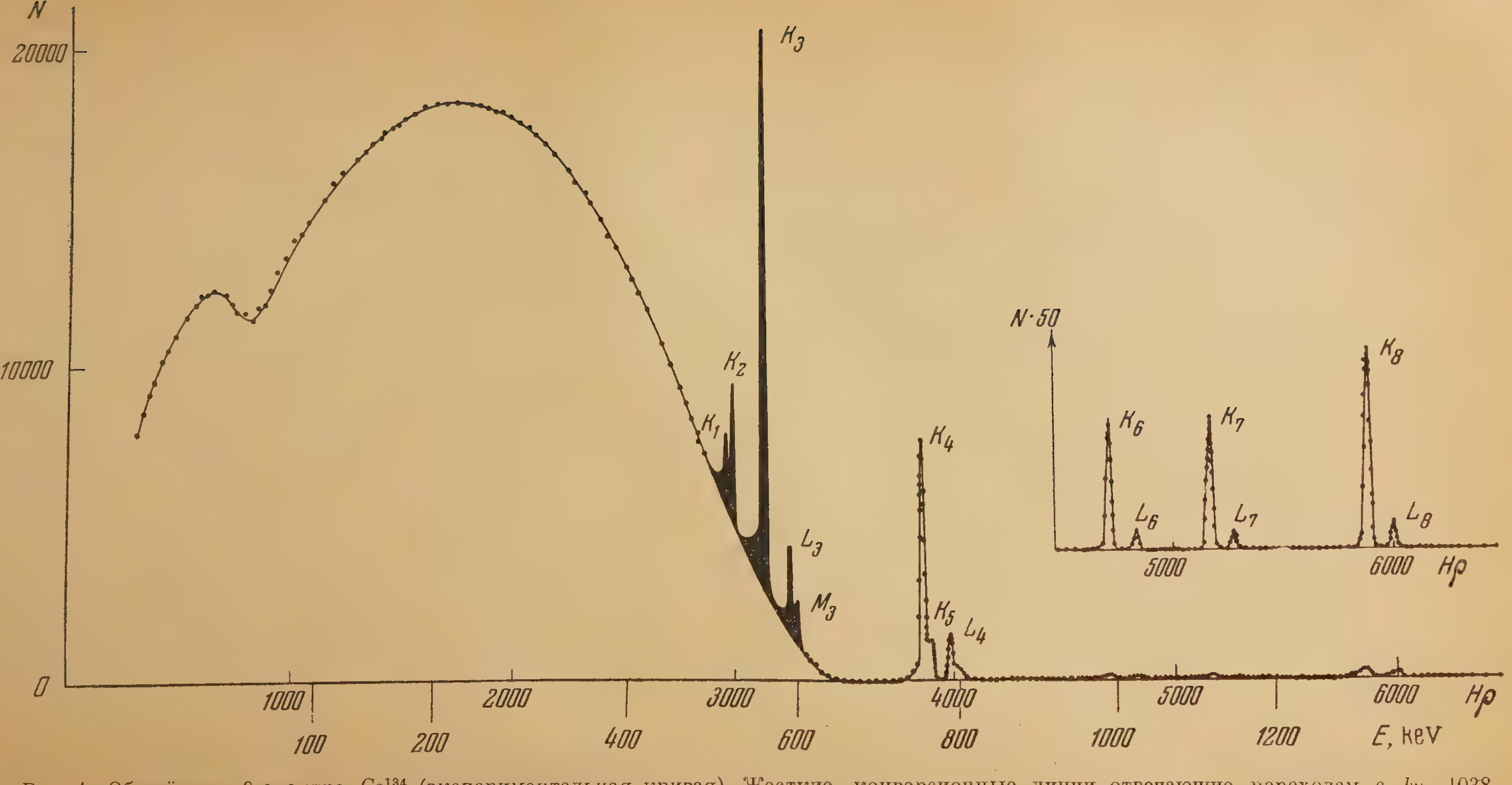


Рис. 1. Общий вид β-спектра Cs^{134} (экспериментальная кривая). Жесткие конверсионные линии, отвечающие переходам с $h\nu=1038$, 1166 и 1367 keV, представлены в увеличенном масштабе (50×) в правой части рисунка

дается плавный изгиб. Отклонение от прямолинейности в районе 300 keV трудно объяснить условиями опыта.

Предположение о наличии в β-спектре одной или двух слабых компонент с энергией 250 ÷ 400 keV, которое мы делали на основании первой серии опытов [7], не плохо согласуется со всеми остальными данными о схеме распада Cs^{134}.

Вполне возможно, однако, что непрямолинейность графика Кюри связана с тем, что β-переход запрещен. Значение fT для этого β-перехода велико: $\lg fT = 7{,}9$, что заставляет считать его запрещенным.

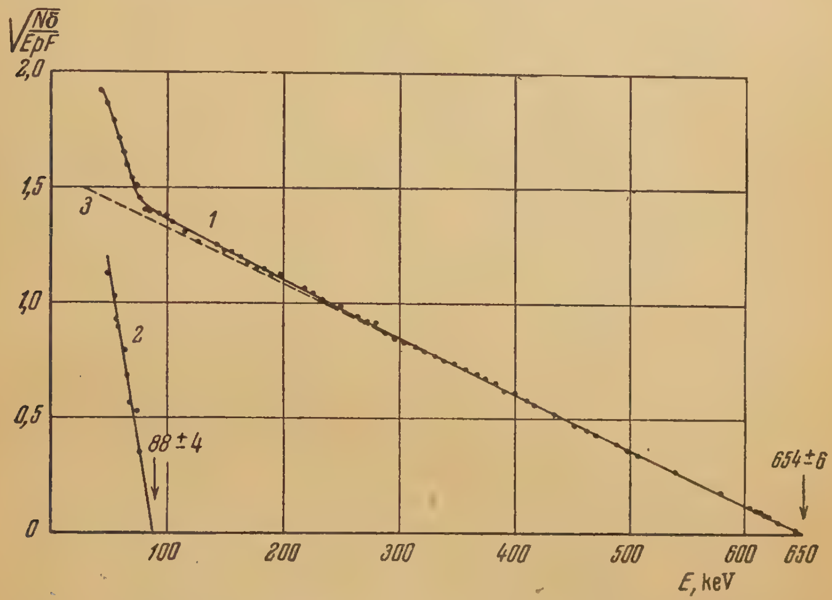


Рис. 2. График Кюри для β-спектра Cs^{134}: *1* — жесткая компонента, *2* — мягкая компонента, *3* — жесткая компонента, вычисленная по формуле Ферми

В работах Ваггонера, Муна и Робертса [8] и Шмидта и Кейстера [9] указывалось, что график Кюри не прямолинеен вблизи верхней границы. Мы не обнаружили таких отклонений. Конверсионные линии K_3, L_3, M_3, K_4 и K_5, расположенные вблизи границы, затрудняют наблюдения β-спектра в этой области. В спектрометрах указанных авторов ширина линий была относительно велика; это, вероятно, и явилось причиной найденных ими отклонений.

Непрямолинейность графика Кюри основной компоненты β-спектра мешает точному определению границы мягкой компоненты β-спектра Cs^{134}, а также определению относительных интенсивностей компонент. По нашей оценке граничная энергия мягкой компоненты (*2* на рис. 2) равна 88 ± 4 keV. График Кюри мягкой компоненты β-спектра имеет приблизительно прямолинейный ход до энергии ~50 keV. Для определения относительных интенсивностей компонент β-спектра нужно получить мягкий спектр вычитанием из экспериментального спектра жесткой компоненты. Если считать, что жесткий спектр описывается формулой Ферми (*3* на рис. 2), то на долю мягкого приходится (27 ± 3)% всех распадов. Если же экстраполировать наблюдающийся на опыте график Кюри для жесткой компоненты к $E = 0$ по прямой линии, то доля мягкого спектра уменьшается до (22 ± 3)%. В качестве вероятного значения для относительной интенсивности мягкой компоненты мы приняли (25 ± 5)%.

Данные различных авторов по измерению верхних границ компонент β-спектра Cs^{134} приведены в табл. 1; они в общем хорошо согласуются

Таблица 1

Сравнение данных различных авторов о β-спектре Cs^{134}

№ п/п	Автор	Граничные энергии компонент, keV	Относительные интенсивности, %	Примечание
	Спектрометрические определения			
1	Зигбан и Дейч (1947) [10]	645±20	100	Источник с поверхностной плотностью 0,1 мг см$^{-2}$; жесткий спектр принят за фермиевский
2	Эллиотт и Белл (1947) [11]	658±30 90	72 28	
3	Ваггонер, Мун и Робертс (1950) [8]	651±15	—	Источник с поверхностной плотностью <0,3 мг см$^{-2}$
4	Пикок и Брауд (1951) [12]	648 92	75 25	
5	Шмидт и Кейстер (1952) [9]	— ~79	76 24	
6	Настоящая работа	654±46 88±4	75±5 25±5	Источник с поверхностной плотностью ~50 μг см$^{-2}$
	Неспектрометрические определения относительной интенсивности мягкой β-компоненты			
1	Эллиотт и Белл (1947) [11]		25	По совпадениям между выделенными участками мягкого и жесткого спектра и интегральным γ-излучением
2	Зигбан и Дейч (1947) [10]		26±8	По γ — γ-совпадениям и схеме распада
3	Мим, Дж. и Ф. Майеншейн (1949) [13]		32±8 34±5	По кривой поглощения По кривой поглощения

друг с другом. Все они в пределах погрешности совпадают со значениями, полученными нами в этой работе.

Определения относительной интенсивности мягкой компоненты по методу совпадений хорошо согласуются со спектрометрическими определениями. Только из кривых поглощения получаются аномально высокие значения для доли мягкой компоненты в спектре. Это нетрудно понять: при таком определении кривая поглощения для жесткой компоненты экстраполируется к нулевой толщине поглотителя по прямой линии; между тем в большинстве изученных случаев кривая идет вверх от прямой, в особенности если в спектре имеются конверсионные электроны и электроны Оже. Поэтому, в действительности, из суммарной кривой поглощения вычитать нужно больше и доля мягких электронов в спектре будет меньше.

4. Спектр конверсионных электронов Cs^{134}

Наблюденный нами спектр конверсионных электронов состоит из 14 линий, отвечающих восьми γ-переходам. Данные об энергиях и интенсивностях переходов, а также их интерпретация приведены в табл. 2.

Энергия, происхождение и интенсивности конверсионных линий Cs^{134} по данным настоящей работы*

№ линий	Среднее значение		Обозначение линии	Разности энергий линий $K-L$ и $L-M$, keV	Атом, в котором происходит конверсия	$h\nu$, keV	e/e_{4+5}	e/β_1	$e/(\beta_1+\beta_2)$	$\alpha K/\alpha L+M$	$\alpha K/\alpha L$
	$H\rho$	E_e, keV									
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	3007	525,1	K_1	—	Ba	563±2	0,15±0,02	$(0,47\pm0,05)\cdot10^{-3}$	$(0,35\pm0,04)\cdot10^{-3}$	—	—
2	3032	531,5	K_2	—	Ba	569±2	0,45±0,03	$(1,4\pm0,1)\cdot10^{-3}$	$(1,1\pm0,1)\cdot10^{-3}$	—	—
			K_1+K_2	—	Ba	—	0,60±0,03	$(1,9\pm0,1)\cdot10^{-3}$	$(1,4\pm0,1)\cdot10^{-3}$	—	—
3	3163	566,1	K_3	31,3±0,3	Ba	604±2	2,0 ±0,1	$(6,4\pm0,4)\cdot10^{-3}$	$(4,8\pm0,4)\cdot10^{-3}$	5,5±0,5	7,0±0,5
4	3282	597,4	L_3	4,9±0,1	Ba	—	0,29±0,03	$(0,92\pm0,08)\cdot10^{-3}$	$(0,69\pm0,07)\cdot10^{-3}$	—	—
5	3300	602,3	M_3	—	Ba	—	0,08±0,01	$(0,25\pm0,05)\cdot10^{-3}$	$(0,18\pm0,05)\cdot10^{-3}$	—	—
6	3877	758,5	K_4	31,5±0,5	Ba	796±3	0,93±0,04	$(3,0\pm0,2)\cdot10^{-3}$	$(2,3\pm0,1)\cdot10^{-3}$	—	—
7	3900	764,7	K_5	—	Ba	802±3	0,07±0,01	$(0,22\pm0,02)\cdot10^{-3}$	$(0,15\pm0,01)\cdot10^{-3}$	—	—
			K_4+K_5	—	Ba	—	1,00	$(3,2\pm0,1)\cdot10^{-3}$	$(2,4\pm0,1)\cdot10^{-3}$	6,7±0,6	8,4±0,6
8	3992	790,0	$(L+M)_{4+5}$	—	Ba	—	0,15±0,02	$(0,48\pm0,03)\cdot10^{-3}$	$(0,36\pm0,03)\cdot10^{-3}$	—	—
9	4748	1001	K_6	29,8±0,8	Xe?	1038±4	$(8,1\pm0,4)\cdot10^{-3}$	$(2,5\pm0,1)\cdot10^{-5}$	$(1,9\pm0,2)\cdot10^{-5}$	6,1±0,5	7,6±0,6
10	4854	1031	$(L+M)_6$	—	Xe?	—	$(1,3\pm0,1)\cdot10^{-3}$	$(4,2\pm0,2)\cdot10^{-6}$	$(3,1\pm0,3)\cdot10^{-6}$	—	—
11	5199	1129	K_7	29,9±0,8	Ba?	1166±4	$(8,8\pm0,7)\cdot10^{-3}$	$(2,7\pm0,1)\cdot10^{-5}$	$(2,0\pm0,2)\cdot10^{-5}$	6,7±0,5	8,4±0,6
12	5303	1159	$(L+M)_7$	—	Ba?	—	$(1,3\pm0,1)\cdot10^{-3}$	$(4,1\pm0,2)\cdot10^{-6}$	$(3,0\pm0,3)\cdot10^{-6}$	—	—
13	5901	1330	K_8	31,1±0,5	Ba	1367±4	$(13\pm1)\cdot10^{-3}$	$(4,1\pm0,2)\cdot10^{-5}$	$(3,1\pm0,3)\cdot10^{-5}$	8,0±0,3	10±0,4
14	6009	1361	$(L+M)_8$	—	Ba	—	$(1,6\pm0,1)\cdot10^{-3}$	$(5,1\pm0,2)\cdot10^{-6}$	$(3,9\pm0,4)\cdot10^{-6}$	—	—

* e — число конверсионных электронов данной энергии, отнесенное к одной β^--частице; β_1 — относительное число β-частиц жесткой компоненты спектра с $E_{гр} = 654$ keV; β_2 — то же для мягкой компоненты с $E_{гр} = 88$ keV; α_K/α_L — отношение коэффициентов конверсии на K- и L-оболочках.

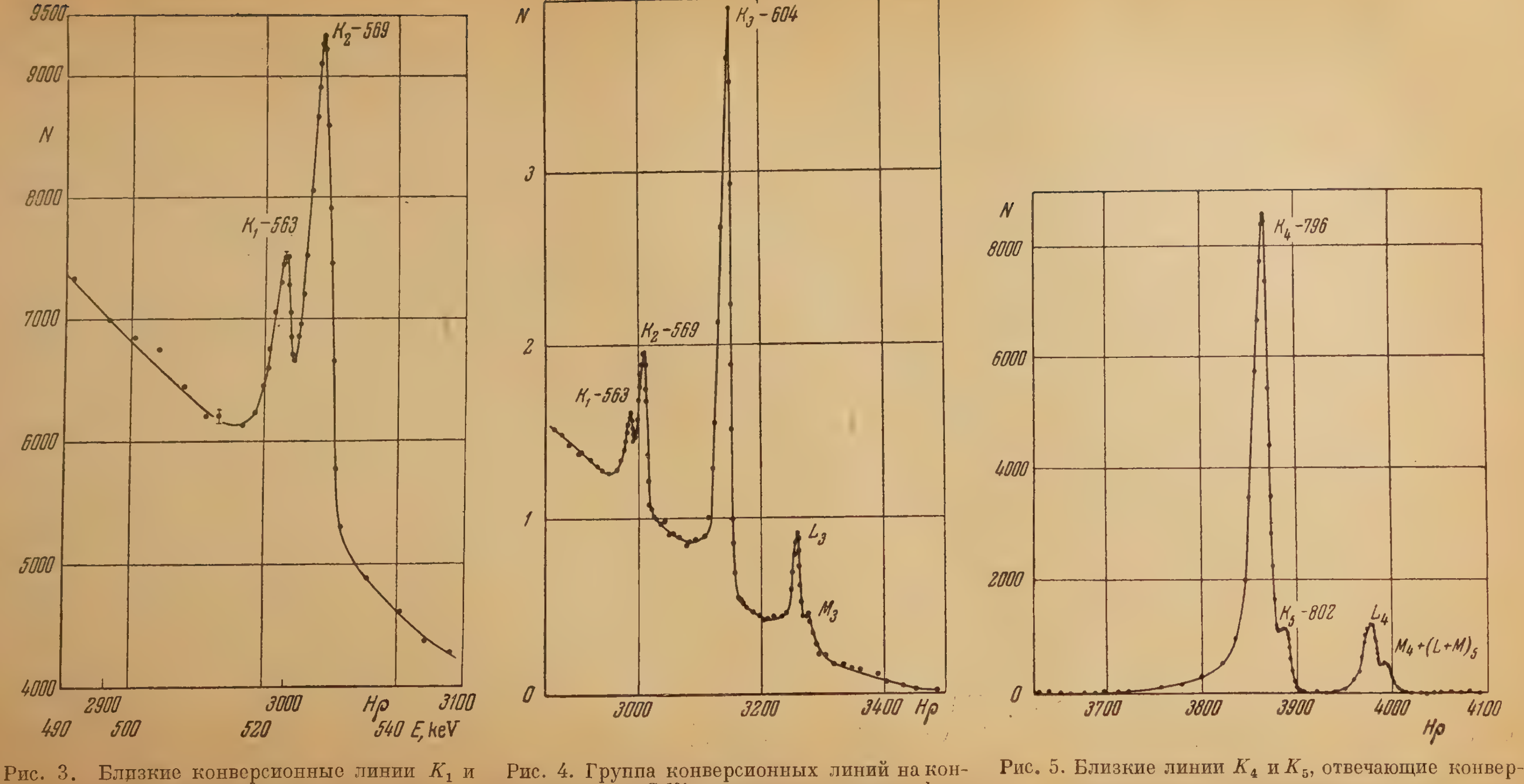


Рис. 3. Близкие конверсионные линии K_1 и K_2 в спектре Cs^{134}, отвечающие γ-лучам с $h\nu = 563$ и 569 keV

Рис. 4. Группа конверсионных линий на конце β-спектра Cs^{134}, отвечающих γ-лучам с $h\nu = 563$, 569 и 604 keV. По оси ординат отложена

Рис. 5. Близкие линии K_4 и K_5, отвечающие конверсии γ-лучей с $h\nu = 796$ и 802 keV

Описание линий

Первая интенсивная группа конверсионных электронов, как уже сообщалось нами ранее [7], представляет собой наложение двух весьма лизких линий K_1 и K_2.

Линии K_1 и K_2, изображенные на рис. 3 в увеличенном масштабе, меют энергии, по нашей градуировочной кривой, соответственно 525,1 и 31,5 keV. Следует отметить, что неопределенность в градуировочной ривой вызывает погрешность в определении абсолютной величины энерии электронов в этой области энергий около 2 keV. В то же время разость энергий близких линий определяется гораздо точнее. Разность нергий линий K_1 и K_2 равна 6,4 keV. Конверсию соответствующих γ-лу-

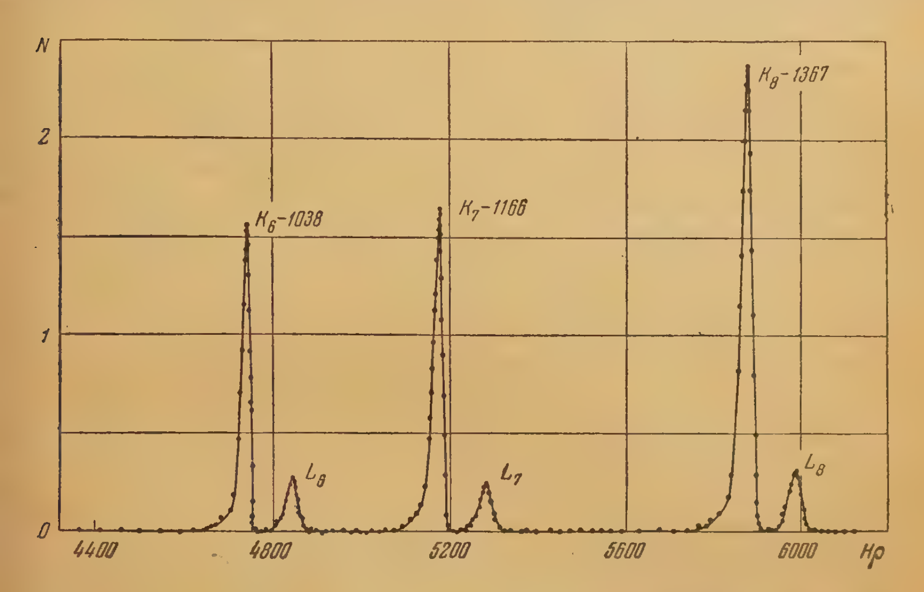


Рис. 6. Группа жестких конверсионных линий, отвечающих переходам $h\nu = 1038$, 1166 и 1367 keV

ей на L-оболочке мы не могли наблюдать, потому что линии L_1 и L_2 очти совпадают с интенсивной линией K_3. Вследствие этого мы не огли определить разность $K - L$ и по ней указать атомы, в которых роисходят данные переходы. Для того чтобы решить этот вопрос, мы оспользовались нашими данными по фотоэффекту.

Если линии γ_1 и γ_2 следуют за распадом одного типа, например β-расадом или K-захватом, то разность энергий фотоэлектронных линий олжна быть такой же, как и в случае конверсионных линий. Если иния γ_1 испускается после K-захвата, а γ_2 — после β^--распада, то разость энергий между пиками фотоэлектронов должна увеличиться на ~2,7 keV по сравнению с разностью энергий конверсионных линий. сли, наоборот, γ_1 излучается после β^--распада, а γ_2 — после K-захвата, разность энергий пиков фотоэлектронов должна соответственно уменьиться на ~2,7 keV.

Полученные нами линии фотоэлектронов, соответствующие рассматриемым γ-лучам, изображены ниже на рис. 8. Более подробное описание их опытов тоже дано ниже. Из кривой рис. 8 можно заключить, что зность энергий $\gamma_2 - \gamma_1 \approx 6$ keV, т. е. такая же, какая наблюдалась в онверсионном спектре, и, следовательно, оба перехода следуют за одним пом распада. Исходя из совокупности всех экспериментальных данных излучении Cs^{134}, можно считать несомненным, что эти переходы про-

исходят в Ba^{134} после β^--распада. Энергии γ-лучей, соответствующие этим переходам, равны $h\nu = 563$ и 569 keV.

Линии K_3, L_3 и M_3 отвечают конверсии γ-лучей с энергией 603,5 keV. Эти линии изображены на рис. 4. Здесь разность $K - L$ може быть определена точно и она однозначно указывает на то, что переход происходит в Ba^{134}.

Линия K_4, изображенная на рис. 5, соответствует конверсионному переходу в Ba^{134} с энергией 796 keV. На спаде этой линии наблюдается слабая, плохо разрешенная линия — K_5, отвечающая γ-лучам с энергией 802 keV. Дальше наблюдаются линии конверсии этих γ-лучей н L- и M-оболочках.

Линии K_6, K_7, K_8 и соответствующие им L-линии изображены увеличенном масштабе на рис. 6. Мы измеряли относительные интенсивности этих конверсионных линий ($h\nu = 1038$, 1166, 1367 keV) и линии K_4 ($h\nu = 796$ keV) с одним и тем же препаратом Cs^{134} в течение 2,5 лет. Относительные интенсивности указанных линий оставались в течени этого времени одинаковыми с точностью 10 %. Разности $K - L$ для первых двух из этих переходов отвечают рентгеновскому значению разности $K - L$ скорее для Xe, чем для Ba. Поэтому возможно, что соответствующие γ-лучи испускаются после K-захвата в Cs^{134}. Однако точность измерения недостаточна, чтобы с полной определенностью утверждать что это так. Разность $K - L$ для последней линии равна 31,1±0,3 keV что соответствует рентгеновскому значению разности $K - L$ для Ba.

Энергия γ-лучей Cs^{134}

Наиболее точные значения энергии γ-квантов получаются из конверсионного спектра. Соответствующие числа для Cs^{134} приведены в графе 7 табл. 2.

Значения энергий γ-лучей Cs^{134}, по данным различных авторов, приведены в табл. 3. Как видно из таблицы, значения энергий γ-линий полученные различными авторами, удовлетворительно согласуются межд собой. Согласие между нашими данными и данными Ле Бланка и других [14] значительно лучшее, чем это следует из погрешностей; это объясняется тем, что указанные нами погрешности отражают не разброс значений, а неопределенность в градуировке прибора. Таким образом градуировки наша и Ле Бланка практически совпадают. В то же время градуировка Шмидта и Кейстера [9] отличается: все полученные им значения лежат на 2—4 keV ниже, чем наши и Ле Бланка и других Конверсионные линии, отвечающие γ-переходам с $h\nu = 202$, 475 и 663 keV были замечены Ле Бланком и другими [14] при помощи магнитного спектрографа с фотографической регистрацией электронов. Эти линии повидимому, очень слабы, так как не наблюдались другими авторами На основании наших данных мы можем дать, например, следующую оценку относительной интенсивности линий:

$$\frac{K_{663}}{K_{604}} < 1\ \%.$$

Вильсон [16] и Флуарти и Дейч [17] изучали жесткие γ-лучи Cs^{13} по ядерному фотоэффекту в Be и дейтерии. Последние авторы нашли что у Cs^{134} существует жесткое γ-излучение, энергия квантов которой заключена в интервале 1,63÷2,23 MeV, а интенсивность составляе $7 \cdot 10^{-5}$ % от полного числа распадов. Вильсон нашел, что энергия γ-перехода равна 1,96 MeV и относительное число квантов на распад $< 10^{-}$ При составлении таблицы мы использовали значение энергии по Вильсону и значение интенсивности по Флуарти и Дейчу.

Таблица 6

Энергия γ-излучения Cs^{134} по данным различных авторов (энергии даны в keV)

№ п/п	Эллиотт и Белл (1947) [11]	Зигбан и Дейч (1948) [10]	Ваггонер и др. (1950) [8]	Шпинель (1951) [15]	Пикок и Браул (1951) [12]	Громов и Джелепов (1952) [7]	Шмидт и Кейстер (1952) [9]	Ле Бланк и др. (1952) [14]	Вильсон (1950) [16]	Настоящая работа
	Магнитная линза									
	фотоэлектроны		электроны конверсии	Спиральный спектрометр; фотоэлектроны из Pb	Спектр. с фокусир. 180°; электроны конверсии	Линии электронов отдачи	Соленоидальный спектрометр; электроны конверсии	Магнитный спектрограф с фотопласт.; электроны конверсии	Ядерный фотоэффект в Be и D	Магнитный спектрометр (кэтрон); электроны конверсии
	из Pb*	из U								
1	—	—	—	—	—	—	—	202,5	—	—
2	—	—	—	—	—	—	—	475,0	—	—
3	568±15	566±10	560±5	569±5	558		561,5±0,1	563,0	—	563±2
4						585	566,5±0,8	569,7	—	569±2
5	602±15	603±10	602±4	601±4	600		601,2±0,5	605,4	—	604±2
6	—	—	—	—	—	—	—	662,7	—	—
7	794±15	798±15	799±3	794±7	800	788±8	793,1±0,7	796,8	—	796±3
8	—	—	—	—	—	—	—	802,6	—	802±3
9	—	—	1037	(1024±10)	—	~1000	1037,2±2,6	1039	—	1038±4
10	—	—	1170	(1110±10)	—	1150±12	1164,4±2,9	1168	—	1166±4
11	—	1350±30	1363±5	1347±14	1352	1348±14	1365,7±3,3	1368	—	1367±4
12	—	—	—	—	—	—	—	—	1,96 MeV	—

* Поверхностная плотность 17 мг $см^{-2}$.

Относительные интенсивности конверсионных линий Cs^{134}

В табл. 2 приведены относительные интенсивности конверсионных линий Cs^{134} по нашим измерениям. В графе 8 за единицу принята сумма интенсивностей линий $K_4 + K_5$, хорошо отделяющихся от непрерывного β-спектра и от других линий. В графах 9 и 10 приведены отношения площадей конверсионных линий к площади жесткой компоненты β-спектра и к площади всего β-спектра, изображенного на рис. 1. При определении площади спектра на рис. 1 экстраполирование к $E = 0$ (пунктирная прямая) производилось по прямолинейному участку графика Кюри (рис. 2) на интервале 654 ÷ 250 keV для жесткой компоненты спектра; форма спектра мягкой компоненты была принята за фермиевскую. Погрешность, вносимая в результате экстраполирования в определение числа конверсионных электронов на одну β-частицу, не превышает 5 %. В графе 11 приведены отношения интенсивностей K- и $(L + M)$-конверсионных линий, которые применяются при определении мультипольности переходов.

Ввиду того что разность энергий конверсионных линий L и M относительно мала (для Ba 4,7 keV), эти линии не всегда удается разрешить и тогда приходится подсчитывать площадь суммарной линии $L + M$. Однако мы наблюдали, что во многих случаях $M / L \sim 0{,}25$; например, в случае линий L_3 и M_3 у Cs^{134}. Поэтому для оценки отношения K / L на основании известного отношения $K/(L + M)$ мы пользовались следующим приближенным равенством:

$$\frac{K}{L} = \frac{K}{L+M}\left(1 + \frac{M}{L}\right) \approx 1{,}25\left(\frac{K}{L+M}\right).$$

Полученные таким образом значения K / L приведены в графе 12 табл. 2.

При определении площади линии K_3 вносилась поправка на линии $(L + M)_{1+2}$, совпадающие с ней. В качестве первого приближения предполагалось, что отношения $K / (L + M)$ для линий γ_1, γ_2 и γ_3 приблизительно одинаковы. Из эмпирических кривых K / L как функции $Z^2 / h\nu$ для переходов различной мультипольности следует, что это предположение не может привести в рассматриваемом случае $(Z^2 / h\nu \sim 5)$ к значительной ошибке в поправке, так как для наиболее вероятных типов переходов $M1$, $E2$ значения K / L лежат в узком интервале: $6 < \frac{K}{L} < 8$. Величина же самой поправки составляет ~ 5 %.

5. Исследование γ-излучения Cs^{134} по фотоэффекту

Для определения относительных интенсивностей γ-линий мы исследовали излучение Cs^{134} путем наблюдения фотоэлектронов, выбитых из свинцовой мишени с поверхностной плотностью $\sim$16 мг см$^{-2}$, а также из ториевой ($\sim$20 мг см$^{-2}$) и платиновой мишеней ($\sim$3 мг см$^{-2}$). Источник фотоэлектронов представлял собой латунную трубочку с размерами порядка размеров фокуса электронного пучка, выделяемого спектрометром, стенки которой обклеивались металлической фольгой, служившей мишенью. Активное вещество закладывалось внутрь трубочки.

Экспериментальная кривая спектра фотоэлектронов и электронов отдачи, полученная нами со свинцовой мишенью, изображена на рис. 7 без поправок, в том виде, в каком она непосредственно наблюдалась на опыте. Белые кружки соответствуют спектру электронов отдачи после удаления свинцовой мишени.

При обработке данных по фотоэффекту мы использовали значения коэффициентов фотоэффекта по точным релятивистским вычислениям Холма и др. [19]. При этом мы предполагали, что пространственное распре-

деление выходящих из мишени фотоэлектронов изотропно; в условиях наших опытов (цилиндрическая симметрия и малые размеры источника, разнообразие углов, под которыми γ-кванты пронизывают мишень, многократное рассеяние фотоэлектронов в мишени) это предположение близко к действительности.

Относительные интенсивности γ-линий, полученные в этой серии измерений, представлены в табл. 4. Для сравнения приведены данные других авторов. Как видно из таблицы, данные в общих чертах согласуются между собой.

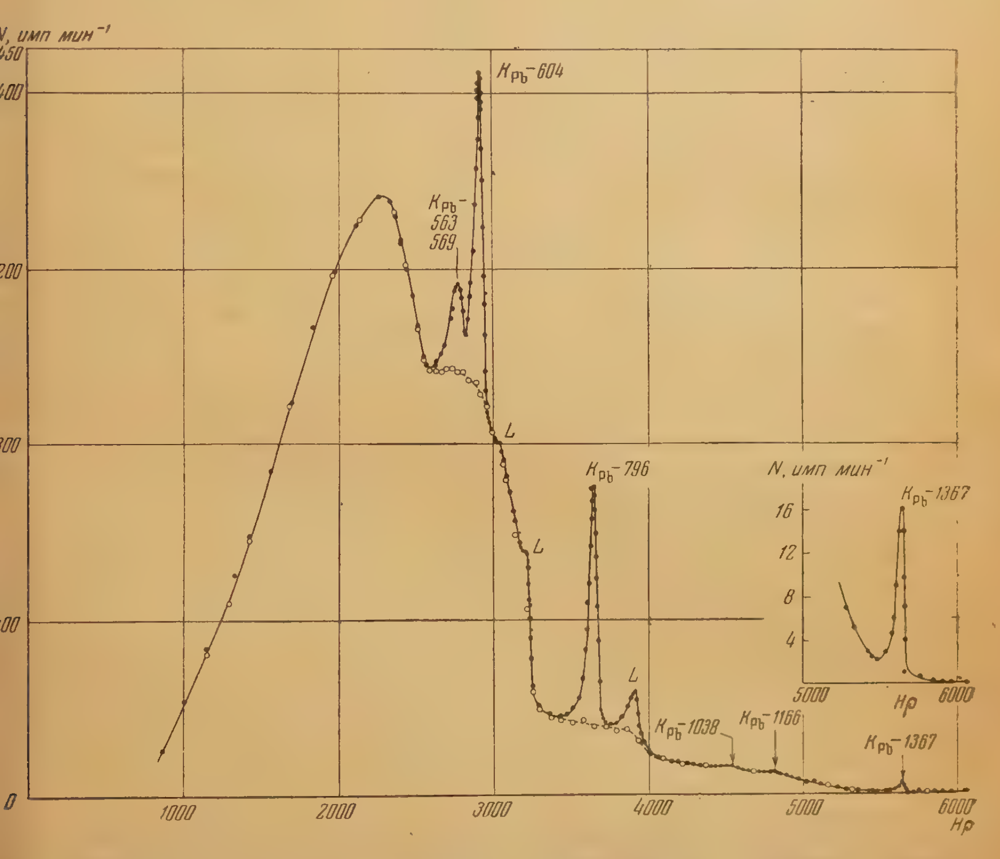


Рис. 7. Экспериментальная кривая спектра фотоэлектронов и электронов отдачи γ-лучей Cs^{134}, полученная со свинцовой мишенью (поверхностная плотность 16 мг см$^{-2}$)

Спектр фотоэлектронов мягких γ-линий, полученный нами с мишенью из платины, изображен на рис. 8. Приведенная кривая является экспериментальной. Как видно из кривой, первые две γ-линии (с $h\nu = 563$ и 569 keV) разрешены достаточно хорошо, чтобы можно было определить разность их энергий и относительные интенсивности.

Более жесткие близкие линии с $h\nu = 796$ и 802 keV также могут быть ориентировочно разделены и оценена их относительная интенсивность. Эти данные позволяют также определить, что разность энергий данных линий такая же, как и в случае конверсионного спектра. Отсюда можно заключить, что переход с $h\nu = 802$ keV, так же как и переход с $h\nu = 796$ keV, происходит в Ba^{134}.

Относительные интенсивности γ-линий, определенные в этой серии измерений, приведены в табл. 4. Значения интенсивностей, полученные с платиновой мишенью, удовлетворительно согласуются с нашими измерениями, выполненными со свинцовой и ториевой мишенями.

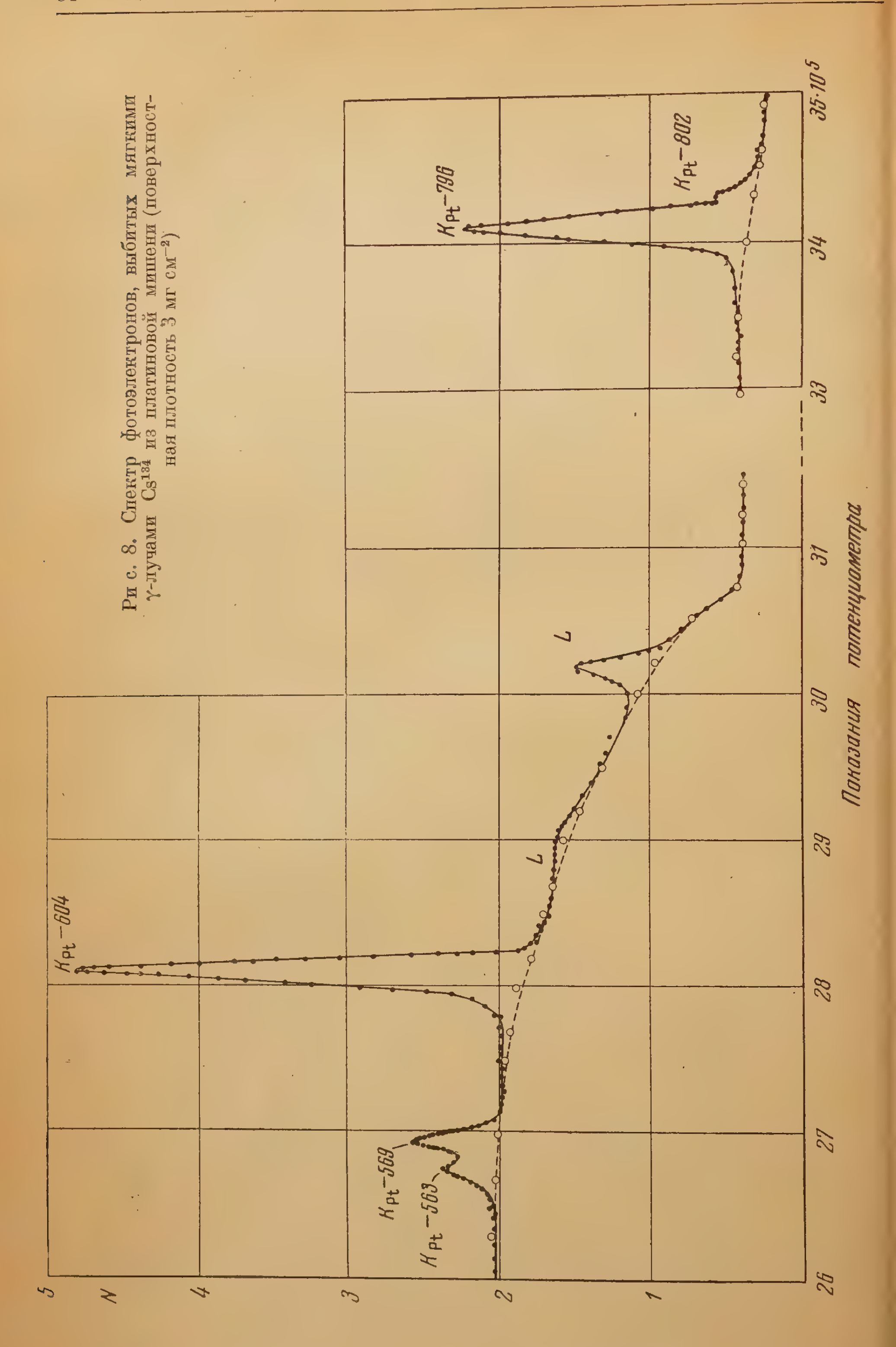


Рис. 8. Спектр фотоэлектронов, выбитых мягкими γ-лучами Cs^{134} из платиновой мишени (поверхностная плотность 3 мг см$^{-2}$)

Однако, как будет видно из анализа результатов, произведенного в следующем разделе, точность имеющихся данных об интенсивности γ-излучения не достаточна для того, чтобы можно было делать определенные выводы о характере переходов.

Таблица 4

Относительные интенсивности γ-линий Cs^{134} по измерениям различных авторов

Автор	Эллиотт и Белл (1947) [11]	Флуарти и Дейч (1949) [17]	Шпинель (1951) [15]	Громов и Джелепов (1952) [7]	Тишкин (1953) 20	Настоящая работа	
Метод / Энергия γ-квантов, keV	Магнитная линза; фотоэлектроны из Pb	Ядерный фотоэффект в Be и D	Спиральный спектрометр; фотоэлектроны из Pb	Спектрометр; линии электронов отдачи	Магнитная линза; фотоэлектроны из Pb	Кэтрон; фотоэлектроны из Pb, Th	Кэтрон; фотоэлектроны из Pt*
563 569	26	—	35±9	137 (563, 569, 604)	23	26±3	9±1 16±2
604	100	—	94±24		103	100±10	90±10
796 802	100	—	100	100	100	100	93±10 7±1
1038	—	—	—	2	1,1	1,0±0,5	—
1166	—	—	—	2,7	2,2	1,5±0,5	—
1367	—	—	1,7±0,8	3,1	4,3	2,5±0,5	—
1960	—	$7\cdot10^{-5}$ % на распад	—	—	—	—	—

6. Мультипольность переходов и коэффициенты конверсии

Большое число линий в γ-спектре Cs^{134} указывает на сложность схемы распада этого изотопа. Имеющиеся в настоящее время данные об энергиях и интенсивностях β-, γ- и конверсионных переходов, а также данные об угловых корреляциях, повидимому, недостаточно точны, чтобы можно было однозначно установить схему распада. Поэтому расчеты коэффициентов конверсии, основанные на различных вариантах схемы распада, являются ненадежными. Чтобы избежать трудностей, связанных с неопределенностью схемы распада, мы попытались определить мультипольности некоторых переходов из анализа конверсионного спектра и затем использовали теоретические значения коэффициентов конверсии для вычисления числа соответствующих γ-квантов на один распад (β-частицу). Этот метод был нами уже применен при изучении схемы распада Ir^{192} [21]. В настоящей работе мы использовали этот путь для определения мультипольности и интенсивности переходов с $h\nu = 604$ и 796 keV.

Мультипольность и интенсивность перехода $h\nu = 604$ keV могут быть определены из анализа конверсионного спектра следующим образом. По нашим измерениям отношение коэффициентов конверсии на оболочках K и L равно

$$\alpha_K / \alpha_L = 7{,}0 \pm 0{,}5.$$

Пользуясь эмпирическими кривыми Гольдгабера и Саньяра [18], дающими зависимость величины отношения α_K / α_L от значения $Z^2 / h\nu$ в случае переходов разной мультипольности, мы можем по экспериментальному значению α_K / α_L установить мультипольность данного перехода. К сожалению, эмпирические кривые построены только для значений $Z^2 / h\nu > 10$, а для рассматриваемой линии это значение равно 5,2. Экстраполирование кривых Гольдгабера и Саньяра в область малых значений $Z^2 / h\nu$ позволяет заключить, что исследуемый переход принадлежит скорее всего к типу $E2$ (электрический квадрупольный). Все авторы

* Поверхностная плотность 3 мг см$^{-2}$.

[8, 12], определявшие мультипольность данного перехода, согласны с этим выводом.

Знание мультипольности перехода позволяет выбрать соответствующее теоретическое значение коэффициента конверсии $\alpha_к$ для данных Z и $h\nu$.

Это значение определялось интерполированием данных Розе и других [22] и оказалось равным $\alpha_к = 5{,}0 \cdot 10^{-3}$.

Зная число конверсионных электронов линии $K = 604$, $e_к$, приходящееся на одну β-частицу, мы можем подсчитать число γ-квантов, γ_{604}, на один акт β-распада:

$$\gamma_{604} = \frac{e_к}{\alpha_к} = 0{,}96 \pm 0{,}08 \text{ квант } \beta\text{-частица}^{-1},$$

причем возможная погрешность при вычислении $\alpha_к$ здесь не учтена.

Полное число радиационных и безрадиационных переходов, отнесенное к одному акту β-распада, таким образом, равно:

$$\sum_{K,L,..} e + \gamma = 0{,}96 \pm 0{,}08 \text{ переход } \beta\text{-частица}^{-1}.$$

Следует отметить, что точка на графике Гольдгабера и Саньяра, отвечающая экспериментальному значению α_K/α_L для перехода $h\nu = 604$ keV, ложится весьма близко не только к кривой для $E2$, но также и к кривым для $M1$, $M3$ и $M4$. Однако предположение о том, что в рассматриваемом случае мы имеем дело с переходом типа $M3$ или $M4$, сразу может быть отброшено по следующим причинам. Коэффициенты конверсии для $h\nu \sim 500$ keV и переходов типа $M3$ и $M4$ больше, чем для перехода типа $E2$, приблизительно в 10 и 30 раз соответственно. Поэтому полное число (радиационных и безрадиационных) переходов ($h\nu = 604$ keV) типа $M3$ и $M4$ оказалось бы меньше, чем число β-частиц, в ~ 10 и ~ 30 раз соответственно, так как для $E2$ мы имели $\gamma_{604} \sim \beta$. Кроме того, из данных об относительных интенсивностях γ-линий Cs^{134} известно, что существует только еще одна γ-линия ($h\nu = 796$ keV) сравнимой с γ_{604} интенсивности, и, следовательно, суммарное число всех переходов также оказалось бы значительно меньше числа β-частиц. Но это невозможно, так как из энергетических соображений вытекает, что β-распад не может происходить на основной уровень и, следовательно, каждая β-частица, вылетевшая из ядра, должна сопровождаться излучением по крайней мере одного кванта (или конверсионного электрона). Действительно, энергия жесткой γ-линии ($h\nu \approx 1{,}96$ MeV) превосходит максимальную энергию β-спектра приблизительно в три раза.

Предположение о магнитном дипольном ($M1$) характере перехода может быть исключено при помощи аналогичных рассуждений, основанных на анализе интенсивностей. Если бы рассматриваемое излучение принадлежало к переходам типа $M1$, то его интенсивность была бы равна $\gamma_{604}(M1) = 0{,}60 \pm 0{,}08$ квант β-частица$^{-1}$. Таким образом, в рассматриваемом случае число квантов оказалось бы больше числа β_2-частиц мягкой компоненты β-спектра ($\beta_2 = 0{,}25$) и излучение должно было бы отвечать переходам между уровнями, возбуждающимися в результате β_1-переходов, соответствующих жесткой компоненте β-спектра. Имеющаяся в γ-спектре вторая сильная линия $h\nu = 796$ keV имеет такую же интенсивность, как рассматриваемая линия, и должна была бы испускаться с ней в каскаде, так как $\gamma_{604}(M1) + \gamma_{796} > \beta$. Отсюда следует, что число переходов $\gamma_{604}(M1)$ плюс число других возможных параллельных переходов должно было бы быть равно числу β-частиц или превышать это число. Однако из данных по фотоэффекту можно заключить, что $\gamma_{604}(M1) + \Sigma\gamma < \beta$, где $\Sigma\gamma$ включает все переходы, кроме переходов $h\nu = 604$ и 796 keV. Следовательно, переход $h\nu = 604$ keV не может быть магнитным дипольным.

Мультипольность и интенсивность перехода $h\nu = 796$ keV определялись тем же методом. По нашим измерениям, отношение коэффициентов конверсии на оболочках K и L, α_K/α_L, равно $8{,}4 \pm 0{,}6$. Экстраполяция эмпирических кривых для отношения α_K/α_L позволяет заключить, что этот переход также является электрическим квадрупольным. Значение коэффициента конверсии, полученное нами из интерполяции теоретических данных [22], равно $2{,}6 \cdot 10^{-3}$. Отсюда число γ-квантов на β-частицу:

$$\gamma_{796} = 0{,}90 \pm 0{,}06 \text{ квант } \beta\text{-частица}^{-1}.$$

В отношении идентификации этого перехода мнения всех авторов, исследовавших излучение Cs^{134}, также совпадают.

Определение мультипольности этого перехода по величине отношения α_K/α_L встречает такие же трудности, какие имели место в предыдущем случае. Экспериментальному значению $\alpha_K/\alpha_L = 8{,}4 \pm 0{,}6$, согласно кривым Гольдгабера и Саньяра, с некоторым приближением отвечают переходы нескольких типов: $E2$, $M1$, $M2$ и $M3$. Исключение предположений о магнитном характере переходов может быть произведено при помощи таких же рассуждений, как и выше.

Мультипольность остальных переходов. В случае остальных γ-линий Cs^{134} нам не удалось определить мультипольности переходов по величине отношения α_K/α_L. Для γ-линий $h\nu_1 = 563$ и $h\lambda_2 = 569$ keV конверсионные линии L_1 и L_2 не могли быть измерены, так как они совпадали с линией K_3. В случае γ-линии $h\nu = 802$ keV конверсионная линия L_5 сливалась с линией M_4 и также не могла быть измерена. Отношение α_K/α_L для жестких линий $h\nu = 1038$, 1166 и 1367 keV измерено с удовлетворительной точностью, но по кривым Гольдгабера и Саньяра очень трудно делать какие-либо заключения, так как для области значений $2 < Z^2/h\nu < 3$, соответствующих этим γ-линиям, кривые не построены и приходится производить их экстраполяцию на таком участке, где кривые имеют наиболее крутой ход. Кроме того, в этой области значений $Z^2/h\nu$ все кривые для α_K/α_L сближаются друг с другом и выбор мультипольности становится затруднительным. Поэтому для определения мультипольности и числа квантов на распад в случае только что перечисленных γ-линий нам придется использовать новый путь:

1) выбирается «стандартный» ядерный переход с известным коэффициентом внутренней конверсии α_0;

2) определяется коэффициент конверсии α данного перехода путем сравнения чисел конверсионных электронов и чисел γ-квантов для стандартного и данного переходов: $\alpha = \alpha_0 \dfrac{(e/e_0)}{(\gamma/\gamma_0)}$;

3) определяется число γ-квантов на одну β-частицу $\gamma = e_к/\alpha_к$;

4) определяется мультипольность перехода путем сравнения экспериментального и теоретического значений коэффициентов конверсии.

Этот метод может быть с успехом применен при анализе слабых переходов.

Средние значения коэффициентов конверсии шести переходов, полученные из определений с использованием двух стандартов — переходов с $h\nu = 604$ и 796 keV, приведены в графе 8, табл. 5. Однако, как видно из таблицы, точность измерений интенсивностей конверсионных и γ-линий не позволяет определить коэффициенты конверсии с достаточно малой погрешностью, чтобы однозначно установить мультипольности переходов.

7. Схема распада Cs^{134}

Основным видом радиоактивного распада Cs^{134} является превращение в Ba^{134} путем испускания β^--частиц. Не исключена также возможность превращения в Xe^{134} путем захвата атомного электрона или путем β^+-распада. Мы обсудим сначала β^--распад Cs^{134}.

Таблица 5

Мультипольность, коэффициенты конверсий и полная интенсивность переходов Ba^{134}

$h\nu$, keV	Мультипольность	Теоретический коэффициент конверсии					Экспериментальный коэффициент конверсии	γ	Σe	$(\gamma+e)\cdot 100$
		α_1	α_2	β_1	α_3	β_2				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
563	$E2$ (по α_K)	$2,1\cdot 10^{-3}$	$6,0\cdot 10^{-3}$	$9,3\cdot 10^{-3}$	$\leqslant 15\cdot 10^{-3}$	$\leqslant 20\cdot 10^{-3}$	$(4\pm 1)\cdot 10^{-3}$	$0,09\pm 0,01$	$\sim 1\cdot 10^{-3}$	9 ± 1
569	$E2$ (по α_K)	$2,07\cdot 10^{-3}$	$5,9\cdot 10^{-3}$	$9,1\cdot 10^{-3}$	$\leqslant 15\cdot 10^{-3}$	$\leqslant 20\cdot 10^{-3}$	$(6\pm 1)\cdot 10^{-3}$	$0,16\pm 0,02$	$\sim 1\cdot 10^{-3}$	16 ± 2
604	$E2$ (по α_K/α_L)		$5,0\cdot 10^{-3}$				Принято теоретическое значение	$0,96\pm 0,10$	$\sim 7\cdot 10^{-3}$	96 ± 10
796	$E2$ (по α_K/α_L)		$2,6\cdot 10^{-3}$				Принято теоретическое значение	$0,90\pm 0,10$	$\sim 3\cdot 10^{-3}$	90 ± 10
802	$E2$ (по α_K)	$1,0\cdot 10^{-3}$	$2,6\cdot 10^{-3}$	$3,9\cdot 10^{-3}$	$6,0\cdot 10^{-3}$	$10\cdot 10^{-3}$	$(2,6\pm 0,5)\cdot 10^{-3}$	$0,07\pm 0,01$	$\sim 3\cdot 10^{-4}$	7 ± 1
1038	$M1$, $E2$, $E3$ (по α_K)	$6,6\cdot 10^{-4}$	$1,5\cdot 10^{-3}$	$2,2\cdot 10^{-3}$	$3,0\cdot 10^{-3}$	$5,1\cdot 10^{-3}$	$(2\pm 1)\cdot 10^{-3}$	$0,01\pm 0,005$	$\sim 3\cdot 10^{-5}$	$1,0\pm 0,5$
1166	$M1$, $E2$, $E3$ (по α_K)	$5,4\cdot 10^{-4}$	$1,2\cdot 10^{-3}$	$1,7\cdot 10^{-3}$	$2,3\cdot 10^{-3}$	$3,9\cdot 10^{-3}$	$(1,5\pm 0,6)\cdot 10^{-3}$	$0,015\pm 0,005$	$\sim 3\cdot 10^{-5}$	$1,5\pm 0,5$
1367	$M1$, $E2$, $E3$ (по α_K)	$3,8\cdot 10^{-4}$	$0,83\cdot 10^{-3}$	$1,2\cdot 10^{-3}$	$1,6\cdot 10^{-3}$	$2,5\cdot 10^{-3}$	$(1,4\pm 0,5)\cdot 10^{-3}$	$0,025\pm 0,005$	$\sim 4\cdot 10^{-5}$	$2,5\pm 0,5$

Скелетная схема распада Cs^{134} в Ba^{134}

β^--распад Cs^{134} происходит по крайней мере на два уровня Ba^{134}. нергия жесткого перехода, β_1, равна 654 keV, энергия мягкого переода, β_2, равна 88 keV. Эти β-переходы фиксируют взаимное располоение двух уровней ядра Ba^{134}; γ-линия $h\nu = 569$ keV прекрасно соответтвует переходу между ними.

Можно, далее, утверждать, что нижний из этих уровней не может отчать основному состоянию ядра продукта, а является возбужденным ровнем. Такой вывод необходимо приходится делать каждый раз, когда в спектре имеется хотя бы одна линия с энергией, превышающей граничую энергию жесткой компоненты β-спектра; в данном случае таких лиий несколько (796 keV и т. д. до 1970 keV).

Другой основной факт, на котором мы можем основываться при построении схемы распада — наличие двух интенсивных γ-линий $h\nu = 604$ 796 keV. Для каждой из них число квантов приблизительно равно поломy числу β-частиц. Отсюда прежде всего вытекает, что оба перехода ледуют друг за другом каскадно. Кроме того, так как сумма интенсивостей всех остальных γ-лучей значительно меньше интенсивности кажой из этих линий, то можно утверждать, что рассматриваемые каскадные переходы начинаются с того уровня, на который происходит β_1-переход, твечающий жесткой компоненте спектра, и приводят к основному состоянию Ba^{134}.

Таким образом, можно считать, что скелетная схема распада $Cs^{134} \rightarrow$ $\rightarrow Ba^{134}$ состоит из следующих β- и γ-переходов:

1) переход β_1 с энергией 654 keV (~ 75 % распадов);

2) переходы, «параллельные» β_1: переход β_2 с энергией 88 keV (~ 25% аспадов) и γ-переход $h\nu = 569$ keV;

3) каскадно следующие за β-распадом два последовательных γ-переода $h\nu = 604$ и 769 keV.

Скелетная схема распада $Cs^{134} \rightarrow Ba^{134}$ изображена на рис. 9, *а*. Она ряд ли может быть изменена при обнаружении у Cs^{134} новых γ-линий или омпонент β-спектра. На основании приведенного выше эксперименталього материала можно сделать заключение о том, что в γ-спектре Cs^{134} не огут существовать еще неизвестные интенсивные линии. Слабые же линии $h\nu < 2$MeV не могут отразиться на скелетной схеме и могут только отраать мало интенсивные ветви распада, от которых мы отвлеклись при остроении скелетной схемы. Обнаружение же γ-линии с энергией, преышающей 2 MeV, находилось бы в резком противоречии с предположеной скелетной схемой. Однако эту возможность можно считать исключенэй, так как иначе нельзя было бы согласовать интенсивности переодов. Опыты по ядерному фотоэффекту [16, 17] показывают, что линий энергией, большей чем 1,97 MeV, в γ-спектре Cs^{134}, повидимому, не суествует.

В таком виде схема распада Cs^{134} впервые была предложена Эллитом и Беллом [11], причем эти авторы не решили еще вопроса о поядке переходов 604 и 796 keV.

Развитие схемы уровней и переходов Ba^{134}

При развитии схемы уровней Ba^{134} необходимо прежде всего отметить ледующее энергетическое соотношение между γ-переходами:

$$h\nu_{569} + h\nu_{796} \approx h\nu_{1367}.$$

На основании этого соотношения естественно предположить, что поядок следования переходов 604 и 796 keV и первых двух уровней Ba^{134} менно такой, как указано на скелетной схеме сплошными линиями

(рис. 9, *а*): первый возбужденный уровень расположен при 604 keV, а γ-линия $h\nu = 1367$ keV отвечает переходу с верхнего возбужденного уровня на первый. Такое размещение уровней и переходов Ba^{134} в настоящее время встречается в литературе [8, 23]. В работе [8] указывалось, что $80 \pm 20\%$ γ-квантов $h\nu = 1367$ keV дают совпадения с β_2-частицами мягкой компоненты β^--спектра. Однако все это не является строгим доказательством указанного размещения уровней и переходов, но делает его лишь наиболее вероятным.

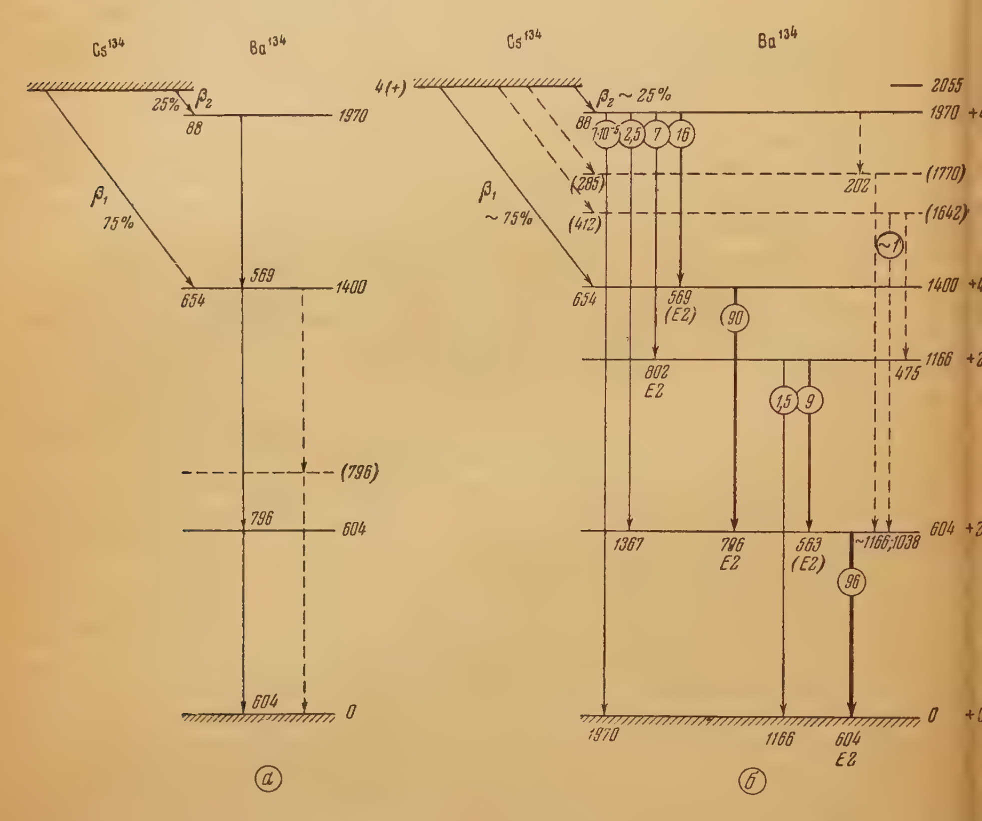


Рис. 9. Схема распада Cs^{134}: *а* — скелетная схема распада Cs^{134} в Ba^{134}; пунктиром обозначено альтернативное размещение каскадных переходов $h\nu = 604$ и 796 keV; *б* — более полная схема распада Cs^{134} в Ba^{134}; в кружках указаны интенсивности переходов в процентах к числу β^--распадов; пунктиром указан один из вариантов возможного размещения малоинтенсивных переходов 1038 и 475 keV и перехода 202 keV

Переходы $h\nu = 563$, 802, 1166 keV удается расположить в схеме, если предположить у Ba^{134} новый уровень возбуждения с энергией 1166 keV. Размещение в схеме уровней Ba^{134} этих и всех других наблюдаемых нами переходов (о переходе $h\nu = 1038$ keV будет сказано особо) показано на рис. 9, *б*. Наиболее надежно установленные уровни и переходы изображены сплошными линиями. Энергетический баланс для той части схемы, которая соответствует этим наиболее надежным уровням и переходам, выполняется с точностью до 3 keV.

Полученные нами значения интенсивностей этих переходов в процентах к числу β-распадов указаны на схеме в кружках. В большинстве случаев интенсивность переходов на данный уровень совпадает с интенсивностью переходов с того же уровня на другие в пределах погрешности опыта (~ 10 %). Лишь в случае уровня 1166 keV интенсивности приходящего и уходящего излучений отличаются приблизительно

а 30%. Значительная погрешность в этом случае связана, повидимому, с ем, что соответствующие линии фотоэлектронов имели малую интенсивность и две из них в наших опытах были плохо разрешены от близких, олее сильных линий.

Предположительные уровни Ba^{134}

В обсуждавшейся выше схеме уровней и переходов Ba^{134} не учитывались γ-линии с $h\nu = 202$, 475, 663 и 1038 keV. Первые три из этих лиий замечены в работе Ле Бланка и других и, как уже указывалось, е наблюдались ни нами, ни другими авторами. Они, повидимому, слаы и, например, для линии K-663 можно указать следующий верхний редел: $(K_{663}/K_{604}) < 1$ %; отметим, что энергия этой линии очень близка энергии γ-излучения Cs^{137}. Для размещения в схеме уровней Ba^{134} этих лабых переходов необходимы, повидимому, предположения о новых уровях. Укажем на некоторые возможные варианты размещения указанных ереходов.

В той части схемы рис. 9, *б*, которая изображена сплошными линиями, е нашли отражения следующие энергетические соотношения между укаанными выше неучтенными переходами и переходами, уже включенными схему:

$$h\nu_{475} + h\nu_{563} = h\nu_{1038}$$

$$h\nu_{1166} + h\nu_{202} \approx h\nu_{1367}.$$

Первое из этих соотношений может быть принято во внимание, если, апример, предположить у Ba^{134} новый уровень 1642 keV. При этом γ-лиия 475 keV отвечала бы переходу с нового уровня на уровень 1166 keV, γ-линия 1038 keV — переходу с того же уровня на уровень 604 keV. ровень 1642 keV мог бы возбуждаться либо при β-переходе Cs^{134} с $_{гр} \approx 400$ keV, либо вследствие γ-перехода 327 keV с верхнего уровня a^{134} на данный. Основанием для предположения о существовании компоненты β-спектра с $E_{гр} \sim 400$ keV может служить наблюденная нами епрямолинейность графика Кюри. В то же время никаких данных о -линии 327 keV не существует. Другая возможность учета первого из риведенных выше соотношений состоит в предположении о наличии у a^{134} низкого возбужденного уровня 129 keV. При этом γ-линия 475 keV твечала бы переходу с уровня 604 keV на новый, а γ-линия 1038 keV — ереходу на этот же уровень с уровня 1166 keV. В этом случае соверенно необходимо было бы существование перехода 129 keV. Однако таих γ-лучей или соответствующих конверсионных электронов не наблюалось. Поэтому мы отдаем предпочтение предположению о наличии у a^{134} уровня 1642 keV и компоненты β-спектра с $E_{гр} \sim 400$ keV. Размеение соответствующих β- и γ-переходов изображено на рис. 9, *б* пункиром.

Второе из двух приведенных выше соотношений могло бы быть отраено в схеме при сохранении введенного нами уровня 1166 keV, если редположить существование двух близких γ-линий с $h\nu \sim 1166$ keV и ровня возбуждения у Ba^{134} при энергии 1770 keV, как показано пункиром на рис. 9, *б*. На этот уровень возможен β-переход с $E_{гр} \sim 285$ keV. опустимо также предположение о том, что у Ba^{134} имеется уровень при нергии 1844 keV, который возбуждается в результате β-перехода с $_{гр} \sim 200$ keV и разряжается при помощи γ-перехода $h\nu = 202$ keV.

Размещение в схеме перехода $h\nu = 663$ keV встречает наибольшие рудности.

Наконец, следует отметить, что не исключена возможность того, что екоторые из слабых переходов отвечают распаду Cs^{134} с захватом атомого электрона или что они принадлежат другим радиоактивным изото-

пам. Поэтому дальнейшее развитие схемы уровней и переходов Ba^{134} может быть произведено надлежащим образом только после получения точных значений разностей энергий K- и L-конверсионных линий для слабых переходов, проверки их по периоду полураспада и в результате более тщательного исследования β-спектра.

Спины уровней Ba^{134}

Поскольку Ba^{134} является четно-четным ядром, его основное состояние характеризуется четными волновыми функциями, а спин равен 0. Исходя из схемы распада и из того, что все главные переходы принадлежат к типам $E2$ или $M1$, можно сделать вывод о том, что все уровни Ba^{134} (изображенные на рис. 9, *б* сплошными линиями) также четные. Так как переходы $h\nu=604$ и 796 keV являются чистыми электрическими квадрупольными, мы можем считать, что спины уровней Ba^{134} 604 и 1400 keV равны соответственно 2 и 4. Если приписать уровням 1400, 604 и 0 keV Ba^{134} спины и четности $+4$, $+2$ и $+0$ соответственно, то наличие интенсивных переходов 604 и 796 и отсутствие прямого перехода $1400 \rightarrow 0$ становится понятным, так как γ-переход $+4 \rightarrow +0$ сильно запрещен. Иллюстрацией такого положения может служить распад Co^{60} в Ni^{60}. У последнего имеются уровни возбуждения 2,50, 1,33 и 0 MeV Ni^{60} со спинами и четностями $+4$, $+2$ и $+0$ соответственно. Подавляющее большинство распадов с верхнего уровня идет каскадом ($h\nu = 1{,}17$ и 1,33 MeV). Верхний предел для вероятности прямого перехода определен экспериментально — $2 \cdot 10^{-7}$ кванта на распад. Повидимому, такого же порядка должна быть вероятность появления линии 1400 keV у Cs^{134}.

Указанные квантовые характеристики уровней 1400, 604 и 0 keV Ba^{134} предполагались уже ранее другими авторами на основании измерений угловой корреляции последовательно испускаемых γ-квантов и корреляции направлений поляризации [24—28]. Однако опыты по корреляции не приводят к совершенно определенным результатам вследствие сложности схемы распада. Авторы указанных работ считают приведенную выше классификацию уровней 604 и 1400 keV лишь наиболее вероятной и совместимой с полученными ими данными.

В одной из этих работ [27] указывается, что верхний уровень возбуждения Ba^{134} при энергии 1970 KeV имеет спин, равный 5 (четное состояние). Следовательно, переход с верхнего уровня на уровень 1400 keV (с излучением кванта $h\nu = 569$ keV) может быть магнитным дипольным или электрическим квадрупольным. Это, вообще говоря, согласуется с нашим заключением о том, что данный переход есть $E2$ (или $M1$). Ваггонер и другие [8] приходят к аналогичным результатам. Согласно данным Пикока и Брауда [12], этот переход есть $M1$. Впрочем, в этих последних работах линии $h\nu = 563$ и 569 keV не были разрешены, и поэтому заключения авторов нуждаются в дополнительном рассмотрении. Данные относительно спина верхнего уровня являются, повидимому, менее надежными, чем в случае первых двух обсуждавшихся уровней; ниже мы приведем аргументы в пользу того, что спин уровня 1970 keV равен 4.

Относительно спина и четности уровня 1166 keV можно судить прежде всего по мультипольности переходов $h\nu = 802$ и 563 keV. Первый из этих переходов можно с большой вероятностью считать «чистым» электрическим квадрупольным. Следовательно, спин рассматриваемого уровня может отличаться от спина верхнего уровня на ± 2 единицы, так как согласно правилам отбора для $E2$ имеем $\Delta J = \pm 2$. С другой стороны, возможные значения спина этого уровня могут отличаться от спина уровня 604 keV согласно правилам отбора для $M1$ и $E2$, на 0, ± 1, ± 2, поскольку из наших измерений следует, что переход $h\nu = 563$ keV является или электрическим квадрупольным или магнитным дипольным. Если мы примем

ля уровней 604 и 1970 keV указанные выше спины — 2 и 5 соответственно, то для спина уровня 1166 keV возможны следующие значения:

0, 1, 2, 3, 4 (по уровню 604 keV и γ-переходу 563 keV)
3, 7 (по уровню 1970 keV и γ-переходу 802 keV).

Из сопоставления верхнего и нижнего рядов чисел мы должны выбрать ля спина уровня 1166 keV значение 3. Однако это значение спина весьма лохо согласуется с данными по β-распаду и значением спина основного ровня Cs^{134}. Спин основного состояния Cs^{134} был измерен и равен 4 [23]. Iа основании модели оболочек можно ожидать, что основное состояние Cs^{134} является четным. В таком случае значение 3 для спина уровня 166 keV делает β-переход на этот уровень разрешенным или по крайней ере не более запрещенным, чем β-переход на уровень 1400 keV со спином +4. Поэтому нужно считать, что отсутствие заметного по интенсивности β-перехода на уровень 1166 keV противоречит указанному выше начению спина 3. Согласовать эти стороны схемы распада можно было ы путем допущения, что спин верхнего уровня (1970 keV) равен 4 и оответственно спин уровня 1166 keV равен 2. Тогда β-переход на уровень 166 keV Ba^{134} был бы значительно более запрещенным, чем β-переход а уровень 1400 keV.

Приписание уровням 1166 и 1970 keV спинов +2 и +4 согласуется мультипольностями переходов, связанных с этими уровнями, например собенно хорошо с надежно установленной мультипольностью перехода $h\nu = 802$ keV, но в то же время приводит к ряду трудностей, — например еобходимо объяснить, почему переходы $h\nu = 802$, 1166 или 1367 keV бладают незначительной интенсивностью и отсутствует переход между ровнями 1400 и 1166 keV. В литературе уже указывалось [18], что величины матричных элементов для электрических переходов одного и того же типа имеют большой разброс значений и могут отличаться на два орядка. Поэтому конкуренция различных переходов далеко не полностью пределяется только изменением спина, четности и количеством излучаемой энергии. Объяснение наблюдающихся на опыте относительных интенсивностей конкурирующих переходов требует более детального рассмотрения механизма излучения.

О превращении Cs^{134} в Xe^{134}

Так как Cs^{134} расположен в периодической системе элементов между двумя устойчивыми изобарами Xe^{134} и Ba^{134}, можно было бы ожидать 29], что, кроме наблюдавшегося нами β-распада Cs^{134}, должно иметь место также превращение:

$$Cs^{134} \xrightarrow[K,\ \beta^+]{} Xe^{134}.$$

Однако до настоящего времени ни в одной из работ не было получено никаких указаний на существование ветви распада Cs^{134} в Xe^{134}. Наши данные о том, что разность энергий K- и L-конверсионных линий в случае γ-лучей $h\nu = 1038$ и 1166 keV соответствует скорее переходам в Xe, ем в Ba, не являются достаточно точными, чтобы можно было делать окончательные заключения. Кроме того, переход $h\nu = 1166$ keV хорошо может быть согласован со схемой уровней Ba^{134}. В работе Зигбана и Цейча [10] указывается, что верхний предел для вероятности K-захвата составляет 5%.

Предпринятые нами поиски позитронов дали отрицательный результат. Io нашим измерениям, верхняя граница для отношения числа позитронных распадов к числу β^--распадов равна:

$$(\beta^+/\beta^-) < 10^{-3}.$$

Таким образом, вопрос о превращении Cs^{134} в Xe^{134} требует специальных исследований и остается пока открытым.

В заключение мы выражаем признательность Э. Черепановой и Е. Комарковой за помощь при контрольных измерениях.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Получена редакцией
30. XI. 1953 г.

Цитированная литература

1. Селинов И. П., Атомные ядра и ядерные превращения, стр. 142.— ГИТТЛ, М.— Л., 1951.
2. Fermi E., Amaldi E., D'Agastino O., Rasetti F. a. Segré E., Proc. Roy. Soc., 146, 483 (1934).
3. Алексеева К. И., ДАН СССР, 18, 553 (1938).
4. Sunyar A., Phys. Rev., 83, 864 (1951).
5. Caldwell R., Phys. Rev., 78, 407 (1950).
6. Джелепов Б. С. и Башилов А. А., Изв. АН СССР, Серия физич., 14, 263 (1950).
7. Громов К. и Джелепов Б. С., ДАН СССР, 85, 299 (1952).
8. Waggoner M., Moon M. a. Roberts A., Phys. Rev., 80, 420 (1950).
9. Schmidt F. a. Keister G., Phys. Rev., 86, 632 (1952).
10. Siegbahn K. a. Deutsch M., Phys. Rev., 71, 483 (1947); 73, 410 (1948).
11. Elliott L. a. Bell R., Phys. Rev., 72, 979 (1947).
12. Peacock C. a. Braud J., Phys. Rev., 83, 484 (1951).
13. Meem J., Maienschein J. a. Maienschein F., Phys. Rev., 76, 328 (1949).
14. Le Blanc J., Nester W., Martin D., Brice M. a. Cork J., Bull. Am. Phys. Soc., 27, № 5 (1952).
15. Шпинель В. С., ЖЭТФ, 21, 853 (1951).
16. Wilson R., Phys. Rev., 79, 1004 (1950).
17. Fluharty R. a. Deutsch M., Phys. Rev., 76, 182 (1949).
18. Goldhaber M. a. Sunyar A., Phys. Rev., 83, 906 (1951).
19. Hulme H., McDougall I., Buckingham R. a. Fowler R., Proc. Roy. Soc., 149, 131 (1935).
20. Тишкин П. А., Диссертация, ЛГУ, 1953.
21. Башилов А. А., Антоньева Н. М. и Джелепов Б. С., Изв. АН СССР, Серия физич., 16, 264 (1952).
22. Rose M., Goertzel G., Spinrad B., Harr J. a. Strong P., Phys. Rev., 83, 79 (1951).
23. Goldhaber M. a. Hill R., Rev. Mod. Phys., 24, 179 (1952).
24. Metzger F. a. Deutsch M., Phys. Rev., 75, 551 (1950).
25. Brady E. a. Deutsch M., Phys. Rev., 78, 558 (1950).
26. Williams A. a. Wiedenbeck M., Phys. Rev., 78, 822 (1950).
27. Robinson B. a. Madansky L., Phys. Rev., 84, 604 (1951); 88, 1065 (1952).
28. Kloepper R., Lennox E. a. Wiedenbeck M., Phys. Rev., 88, 695 (1952).
29. Джелепов Б. С. и Антоньева Н. М., Вестник ЛГУ, *1*, 19 (1946).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XVIII, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

В. С. ШПИНЕЛЬ

ВРЕМЯ ЖИЗНИ ПЕРВОГО ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ Li^{7*} ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ ДОППЛЕР-ЭФФЕКТА И АБЕРРАЦИЯ γ-ЛУЧЕЙ*

Допплер-эффект для γ-лучей наблюдался сравнительно недавно в не-кольких работах. Экспериментальное измерение величины самого эф-екта представляет большой интерес для выяснения некоторых характе-истик и происхождения наблюдаемого излучения. В частности, такой ме-д может быть использован, например, для измерения ширины уровней роткопериодных возбужденных состояний с $\tau \leqslant 10^{-10}$ сек. Измерение ких коротких времен жизни радиотехническими методами уже не может ить выполнено.

Величина наблюдаемого изменения энергии γ-лучей вследствие доп-ер-эффекта зависит от скорости движения излучающих ядер или, если лучение возникает в процессе столкновения частиц, от скорости пе-мещения центра масс. Поэтому методом допплер-эффекта может быть мерена скорость движения излучающей системы. Например, для анни-ляционного γ-излучения может быть измерена скорость аннигилирую-х позитронов и электронов. В этом случае эффект мал и энергия γ-лучей лжна измеряться с высокой точностью, как это было сделано, напри-р, при помощи кристаллического γ-спектрометра [1]**. Для ультра-стких γ-лучей, с энергией до 200 MeV, излучаемых различными мише-ми в синхроциклотроне при бомбардировке протонами с энергией больше) MeV, наблюдался весьма большой допплер-эффект, который, повиди-му, позволяет сделать оценку скорости нуклонов в ядре [3].

Оценка времени жизни возбужденных состояний методом допплер-фекта была сделана пока всего лишь в двух случаях: для легкого ядра ^{7} (уровень 478 keV) в работах [4, 5] и для тяжелого ядра ThC″ (уровень 7 keV) в нашей с Р. И. Мошкиной работе [6].

Во всех этих работах излучающие ядра тормозились в веществе ми-ни. Время торможения зависит от начальной скорости ядра и от соот-тствующего этой скорости пробега в данном веществе. Если допплер-фект наблюдается, тогда, следовательно, время жизни τ меньше времени рможения, т. е. таким путем получается верхний предел для τ. Если фект отсутствует, то, следовательно, время торможения меньше τ и юда может быть получен нижний предел для τ. В некоторых случаях ра отдачи могут двигаться в вакууме. Тогда для оценки τ необходимо или иным способом фиксировать пройденные ядром расстояния. Этот тод был нами использован для ядер ThC″.

Обзор литературы

В первой работе Эллиотта и Белла [4] исследовались γ-лучи 478 keV, утствующие реакции B^{10} (n, α) Li^7 и обусловленные разрядкой возбуж-ного состояния Li^{7*}. Эти γ-лучи исследовались по фотоэлектронам на

* Доложено на Совещании в АН СССР 18 февраля 1953 г.

** Более надежно скорость аннигилирующих пар была измерена по угловому пределению аннигиляционных γ-квантов Н. А. Власовым и Б. С. Джелеповым [2].

β-спектрометре с магнитной линзой. Мишень из B_4C помещалась в пучок медленных нейтронов, излучаемых ядерным котлом. Так как ядра отдачи в данном случае не имеют преимущественного направления, то фотоэлектронная линия должна уширяться, если излучение происходит до остановки ядер отдачи. Некоторое уширение линии авторы, действительно, наблюдали. Из приведенного в этой работе графика можно определить, что приборная форма фотоэлектронной линии характеризуется полушириной 2,2 %, а линия 478 keV имеет полуширину 2,5 %. Теоретически вычисленная линия для максимального доплер-эффекта, т. е. в предположении, что $\tau \ll 10^{-13}$ сек, имеет полуширину 3,2 %. На основании этих результатов и пользуясь известными данными о пробегах ионов лития, авторы дают верхний предел для $\tau \lesssim 2 \cdot 10^{-13}$ сек. В отношении этой работы необходимо заметить, что наблюдаемое расширение фотоэлектронной линии все же невелико и оценка τ недостаточно надежна. Во второй работе опубликована только краткая заметка [4]. Эллиотт и Белл, применяя в качестве мишени различные соединения бора, характеризующиеся различным временем торможения, дают уточненное значение $\tau = (0{,}75 \pm 0{,}25) \cdot 10^{-13}$ сек. Расмуссен и др. [5] исследовали эти же γ-лучи 478 keV, используя реакцию $Be^9(d, \alpha)\ Li^{7*}$. Пучок дейтронов с энергией около 1 MeV был направлен вдоль оси спектрометра с магнитной линзой и падал на бериллиевую мишень. Интересующая нас фотоэлектронная линия 478 keV оказалась шире приборной примерно в 2 раза. Кроме того, эта линия имеет резко асимметричную форму. Чтобы сравнить форму этой линии с приборной формой, авторы сняли спектр фотоэлектронов для этих же γ-лучей 478 keV, возбуждаемых двумя другими путями: при неупругом рассеянии протонов и при *K*-захвате Be^7. В этих двух случаях полуширина фотоэлектронной линии 478 keV примерно одинакова — 2,1 % и 2,2 % и равна приборной полуширине. Если линию γ-лучей Be^7, для которой никакого доплер-эффекта не должно наблюдаться, принять в качестве контрольной, то оказывается, что положение максимума в случае реакции $Li^7(p, p')\ Li^{7*}$ смещено на $1{,}6 \pm 0{,}5$ keV в сторону больших энергий, а положение максимума в случае реакции $Be^9(d, \alpha)\ Li^{7*}$ смещено на несколько киловольт в обратную сторону.

По мнению авторов, наблюдаемая асимметрия фотоэлектронной линии в случае реакции $Be^9(d, \alpha)\ Li^{7*}$ может быть обусловлена рядом причин и, в частности, анизотропией для направлений скоростей ядер Li^{7*} или угловой корреляцией для γ-лучей. Заметим, однако, что, как показал произведенный нами расчет (приведенный ниже), фотоэлектронная линия для геометрического расположения, использованного в работе [5], должна иметь некоторую асимметрию даже в случае изотропного излучения. На основании полученных результатов авторы смогли только заключить, что время жизни первого возбужденного состояния ядра Li^7 меньше 10^{-12} сек.

Интересные наблюдения доплер-эффекта сделали на люминесцентном γ-спектрометре с кристаллом NaJ + Tl в 1952 г. Джонс и Вилкинсон [7] для γ-лучей 4,46 и 4,81 MeV, возбуждаемых при радиационном захвате α-частиц литием по реакции $Li^7(\alpha, \gamma)\ B^{11}$. В этой работе был использован ускоритель на 1 MeV. Преимущество радиационного захвата по сравнению с другими реакциями состоит в том, что в данном случае импульс излучающего ядра получается строго определенный, равный импульсу налетающей частицы. Результаты, полученные в этой работе, позволили заключить, что обычная формула для эффекта Допплера первого порядка верна с точностью до 10 % для скорости 0,008 *c*.

Наблюдения доплер-эффекта и аберрации γ-лучей

В настоящей работе на β-спектрометре с двумя магнитными линзами с уменьшенной сферической аберрацией [8] было произведено исследование доплер-эффекта для γ-лучей 478 keV, возбуждаемых при неупругом рассеянии α-частиц полония (Po^{210}) ядрами Li^7.

Источник

Измерения производились при двух различных взаимных геометрических расположениях источника и мишени. При первом расположении (рис. 1) полоний был высажен на внутренней поверхности стеклянного капилляра (*1*), в который вставлялся цилиндрик из металлического лития (*2*). К поверхности капилляра приклеивалась свинцовая фольга (*3*) в форме полоски размерами 2×10 мм и толщиной 10 μ, служившая конвертором. В этом случае α-лучи падают на цилиндрическую поверхность лития со всех сторон, и ядра лития, испытывающие отдачу в результате неупругого рассеяния, не имеют преимущественного направления. Поэтому здесь эффект Допплера должен привести к расширению γ-линии, наблюдаемой в лабораторной системе координат. При втором расположении

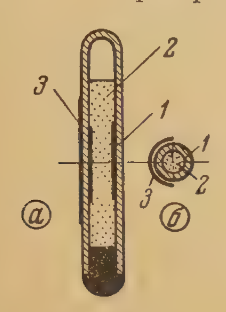


Рис. 1. Источник Po+ +Li, приготовленный в стеклянной трубочке: *1* — полоний, *2* — литий, *3* — свинцовая фольга

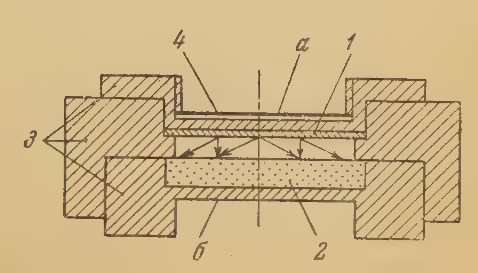


Рис. 2. Источник Po + Li в латунном капсюле: *1* — никелевая пластинка, активированная полонием, *2* — литиевая мишень, *3* — латунный капсюль, *4* — свинцовая фольга, помещаемая в положении *а* или *б*

(рис. 2) полоний был высажен на круглой пластинке (*1*) из никеля диаметром 10 мм и толщиной 0,15 мм, против которой на расстоянии 1 мм находилась литиевая мишень (*2*) в виде круглой пластинки такого же диаметра, но толщиной 1,3 мм.

Обе пластинки помещались в герметически закрытый сборный латунный капсюль (*3*), имевший две заточки, позволявшие устанавливать свинцовый конвертор (*4*) диаметром 10 мм и толщиной 10 μ, в двух строго фиксированных симметричных положениях *а* и *б*. В положении *б* скорость α-лучей всегда имеет положительную составляющую вдоль оси спектрометра. Поэтому, помимо расширения, здесь должен еще наблюдаться сдвиг фотоэлектронной линии в сторону больших энергий. В положении *а* капсюль повернут на угол 180°, направления α-лучей меняются на обратные, и, следовательно, сдвиг линии должен быть в сторону меньших энергий. Оба положения конвертора находятся на одинаковом расстоянии от облучаемой поверхности лития и поэтому являются симметричными по отношению к γ-лучам лития, а поверхность, на которой высажен полоний, сдвинута на 1 мм от середины. При одном положении источника γ-лучи проходят латунную стенку толщиной 0,5 мм и литиевую пластинку (поверхностная плотность 70 мг см$^{-2}$); а при другом положении они проходят такую же латунную стенку и никелевую пластинку (поверхностная плотность 130 мг см$^{-2}$). Следовательно, можно считать, что поглощение γ-лучей в обоих положениях почти одинаково и, кроме того, мало для интересующих нас энергией.

Результаты измерений

На рис. 3 приведен спектр фотоэлектронов, полученный на β-спектрометре с описанным выше источником Po + Li, при втором взаимном расположении источника и мишени и когда конвертор помещен в положении *а*

(рис. 2). На спектре видны интенсивные фотоэлектронные линии из *K*- и *L*-оболочек, обусловленные γ-лучами Li^{7*} и Po^{210}. Градуировка по *F*-линии ThB дает для энергий этих γ-лучей, учитывая поправку на поглощение в конверторе, значения 478 ± 2 keV* и 795 ± 2 keV соответственно. Полученное значение энергии для γ-лучей Li^{7*} хорошо согласуется с наиболее точными результатами, известными из литературы. Наше значение 795 keV для жесткой линии полония заметно отличается от принятого в последнее время значения 773 keV [9], которое следует считать заниженным, и хорошо согласуется с результатами старой работы [10]. На спектре

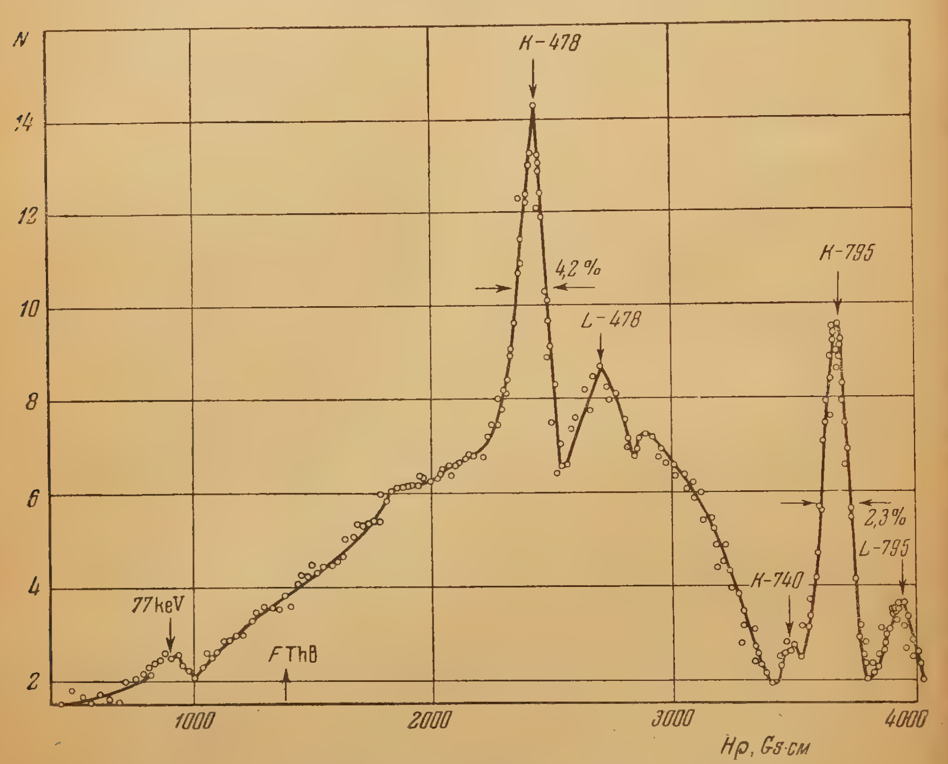


Рис. 3. Спектр фотоэлектронов от γ-лучей источника

наблюдаются также фотоэлектроны с энергией 77 keV, обусловленные мягким излучением полония, происхождение которого пока мало исследовано, и слабая γ-линия с энергией 740 keV. Этой линии можно поставить в соответствие известный уровень 715 keV, возбуждаемый в B^{10} при реакции Li^{7*} (α, n) B^{10}. Полуширина фотоэлектронной линии полония *K*-795 в этих измерениях составляет 2,3%, она обусловлена аппаратурными эффектами. Линия *K*-478 существенно шире линии Po. Ее полуширина равна 4,2 %. Наблюдаемое расширение линии частично связано с тем, что линия *K*-478 размывается в конверторе больше, чем линия *K*-795. Эта разница в размытии в нашем случае должна быть около 0,5 %. Остальная часть расширения обусловлена допплер-эффектом. Еще большее допплеровское расширение наблюдается с цилиндрическим источником, как и следовало ожидать для такой геометрии. Это расширение иллюстрирует рис. 4, на котором сопоставлены линии, приведенные к равным площадям. В этом случае полуширины линий *K*-478 и *K*-795 составляют соответственно 5 и 2,5 %. Аналогичное расширение наблюдается и для линии *L*-478.

---

* С поправкой на допплер-эффект.

Если конвертор переместить из положения *б* в положение *а*, то максимум линии *K*-478 смещается в сторону меньших энергий на величину $2\Delta E = 6{,}8 \pm 0{,}2$ keV (рис. 5), тогда как положение линии полония не меняется. Помимо этого, если конвертор находится в положении *а*, то наблюдается увеличение интенсивности фотоэлектронных линий *K*-478, *K*-795 и спектра электронов отдачи на 20, 30 и 50 % соответственно. Увеличение интенсивности спектра, обусловленного γ-лучами полония, связано с соответствующим увеличением телесного угла из-за упомянутого выше несимметричного положения источника полония. В отношении же излучения лития оба положения конвертора являются симметричными. Изменение интенсивности из-за возможного различного поглощения в никелевой и литиевой пластинках не может превысить ~ 1 %. Однако здесь может сказаться аберрация

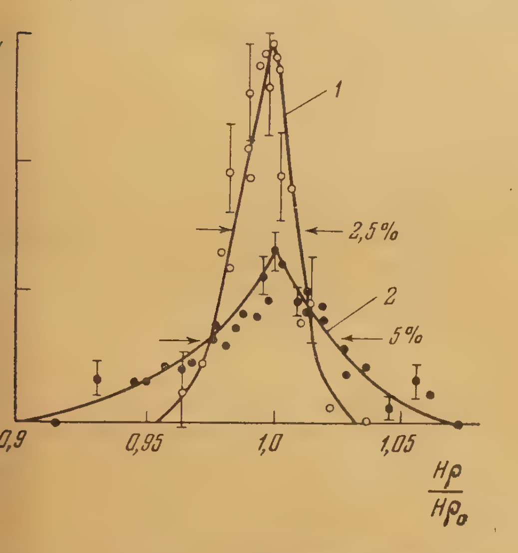


Рис. 4. Взаимное наложение фотоэлектронных линий от γ-лучей: *1* — полония 795 keV $\left(\frac{\Delta H}{H} = 2{,}5\%\right)$, *2* — лития 478 keV $\left(\frac{\Delta H}{H} = 5\%\right)$, показывающее допплеровское расширение для γ-лучей лития

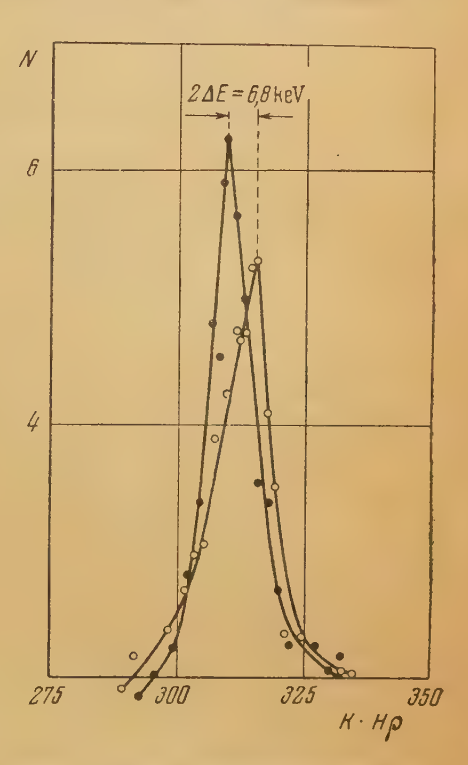


Рис. 5. Допплеровское смещение для γ-лучей 478 keV, обнаруживаемое при сопоставлении фотоэлектронных линий от γ-лучей, испускаемых «вперед» и «назад» по отношению к направлению пучка α-частиц

γ-лучей, в результате которой угловое распределение фотоэлектронов для обоих положений источника будет различным.

Эффект аберрации для γ-лучей мы проверили на люминесцентном γ-спектрометре с кристаллом нафталин + антрацен, используя плоский источник. Измерения производились при трех положениях источника, в которых наблюдалось γ-излучение, испускаемое вперед по направлению пучка α-частиц, назад против этого направления и под углом 90°. В этих измерениях мы обнаружили, что интенсивность пучка, направленного вперед, на несколько процентов больше интенсивности пучка, излучаемого в обратном направлении. Оценка величины поглощения показывает, что этот эффект не может быть объяснен возможным отличием в поглощении. Поэтому наблюдаемое изменение интенсивности мы отнесли за счет аберрации γ-лучей 478 keV. Легко показать, что для нашего случая отно-

шение интенсивности «вперед» к интенсивности «назад» — K — позволяет вычислить скорость центра масс v_c из следующего выражения:

$$\frac{v_c}{c}=\frac{K-1}{K+1}.$$

К сожалению, погрешности в изменении интенсивности не позволяют сделать надежной оценки скорости v_c и произвести сопоставление ее со значением, полученным на β-спектрометре.

Расчеты

Форма фотоэлектронной линии, обусловленная эффектом Допплера

Представляется интересным рассчитать форму фотоэлектронной линии, обусловленную допплер-эффектом. Эта форма линии должна зависеть от геометрических условий опыта и от времени жизни возбужденного состояния, если это время — порядка времени торможения излучающей системы. Рассмотрим случай, когда время жизни значительно меньше времени торможения. Тогда форма линии зависит только от геометрических условий. Пусть γ-лучи возбуждаются пучком частиц, падающих на мишень под прямым углом. Предположим, что γ-излучение в системе координат, связанной с центром масс сталкивающихся частиц, имеет изотропное распределение и что это излучение падает на конвертор в телесном угле 2 π. Энергия фотона в системе координат центра масс E', с учетом допплер-эффекта первого порядка, будет определяться выражением:

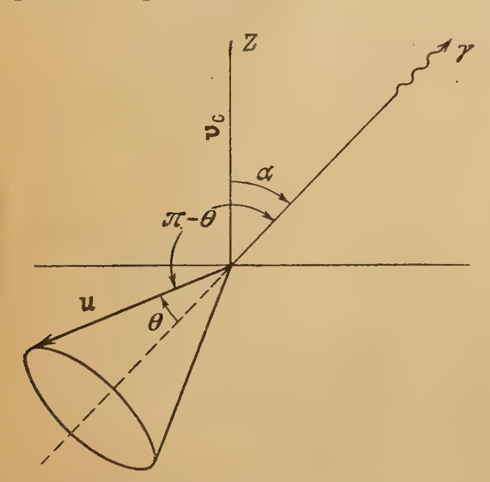


Рис. 6. Обозначения, использованные при расчете формы фотоэлектронной линии

$$E'=E_0\left[1+\frac{u}{c}\cos(\pi-\theta)\right]=$$
$$=E_0\left(1-\frac{u}{c}\cos\theta\right), \qquad (1)$$

где $(\pi-\theta)$ — угол между направлением скорости излучающего ядра u и направлением испускания фотона (рис. 6), E_0 — энергия фотона, испускаемая неподвижным ядром, а u — скорость излучающего ядра в системе координат центра масс.

Вследствие принятого изотропного распределения вероятность излучения пропорциональна sin θ и для спектра фотонов I_c (E'), усредненного по полусфере, в системе координат центра масс имеем

$$I_c(E')=\sqrt{1-\varepsilon^2}, \qquad (2)$$

где принято обозначение

$$\varepsilon=\frac{E'-E_0}{E_0}\frac{1}{u/c}. \qquad (3)$$

Если бы мы интересовались спектром фотонов, испускаемых в каком-нибудь направлении, т. е. для плоской задачи, то мы получили бы распределение, имеющее вид прямоугольника с шириной $\Delta=2E_0\frac{u}{c}$. В лабораторной системе координат спектр фотонов $I(E,\alpha)$ будет зависеть от

угла α между направлением скорости центра масс $v_c = \beta c$ (направление Z) и направлением фотонов.

Учитывая допплеровское смещение и эффект аберрации, в общем случае получаем выражение:

$$I(E, \alpha) = \frac{1-\beta^2}{1-\beta\cos\alpha} I_c\left(\frac{1-\beta\cos\alpha}{(1-\beta^2)^{1/2}} E\right). \tag{4}$$

Для нашей задачи спектр фотонов, наблюдаемых в лабораторной системе координат в направлении α, если пренебречь β^2 по сравнению с 1, будет определяться выражением:

$$I(E, \alpha) = \frac{1}{1-\beta\cos\alpha}\sqrt{1-\left(\frac{E-\beta E\cos\alpha - E_0}{E_0\frac{u}{c}}\right)^2}. \tag{5}$$

Отсюда видно, что в этом случае весь спектр, сохраняя свою форму, смещается на величину

$$\Delta E = \beta E \cos\alpha. \tag{6}$$

В интересующем нас случае γ-лучи падают на мишень под разными углами в телесном угле 2π. Поэтому наблюдаемый спектр фотоэлектронов будет иметь более сложную форму, которую можно получить следующим путем. Выражение для энергии в лабораторной системе координат имеет вид:

$$E = E_0 - E_0\frac{u}{c}\cos\theta + E_0\frac{v_c}{c}\cos\alpha \tag{7}$$

или в других обозначениях

$$\varepsilon = K\cos\alpha - \cos\theta, \tag{8}$$

где величина $K = \frac{v}{u}$ характеризует степень неупругости удара. Для упругого удара $K = 1$. Вероятность того, что ε будет иметь значение, лежащее при заданном α в интервале между ε и $\varepsilon + \Delta\varepsilon$, будет равна:

$$\omega(\varepsilon)\Delta\varepsilon = 2\pi\sin\alpha\Delta\alpha \cdot 2\pi\sin\theta\, d\theta. \tag{9}$$

Для получения полной вероятности $W(\varepsilon)$ необходимо просуммировать (9) по всем возможным значениям α:

$$W(\varepsilon) = 4\pi^2\int_{\alpha_1}^{\alpha_2}\sin\alpha\sin\theta\, d\alpha\, d\theta. \tag{10}$$

При этом мы считаем α независимой переменной, а θ должно быть определено из (8). Подставляя в (10) соответствующее выражение для θ, получаем:

$$\frac{W(\varepsilon)}{4\pi^2} = K\int_{\alpha_1}^{\alpha_2}\sin^2\alpha\, d\alpha, \tag{11}$$

или

$$\frac{W(\varepsilon)}{4\pi^2} = K\left(\frac{1}{2}\alpha - \frac{1}{4}\sin 2\alpha\right)_{\alpha_1}^{\alpha_2}. \tag{12}$$

Пределы интегрирования зависят от ε и могут быть получены из уравнения (8). Легко видеть, что для α_1 и α_2 получаются следующие значения:

Пределы значений ε . . .	$-1<\varepsilon<K-1$	$K-1<\varepsilon<1$	$1<\varepsilon<K+1$
α_2	$\pi/2$	$\pi/2$	$\arccos\frac{\varepsilon-1}{K}$
α_1	$\arccos\frac{\varepsilon-1}{K}$	0	0

Полагая

$$\frac{W(\varepsilon)}{4\pi^2}=W_1(\varepsilon)+W_2(\varepsilon)+W_3(\varepsilon), \tag{13}$$

после подстановки пределов получаем:

$$\left.\begin{aligned} W_1(\varepsilon)&=K\left(\frac{\pi}{4}-\frac{1}{2}\arccos\frac{\varepsilon+1}{K}+\frac{\varepsilon+1}{2K}\sqrt{1-\left(\frac{\varepsilon+1}{K}\right)^2}\right) && \text{при } -1<\varepsilon<K-1,\\ W_2(\varepsilon)&=K\frac{\pi}{4} && \text{при } K-1<\varepsilon<1,\\ W_3(\varepsilon)&=K\left(\frac{1}{2}\arccos\frac{\varepsilon-1}{K}-\frac{\varepsilon-1}{2K}\sqrt{1-\left(\frac{\varepsilon-1}{K}\right)^2}\right) && \text{при } 1<\varepsilon<K+1.\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

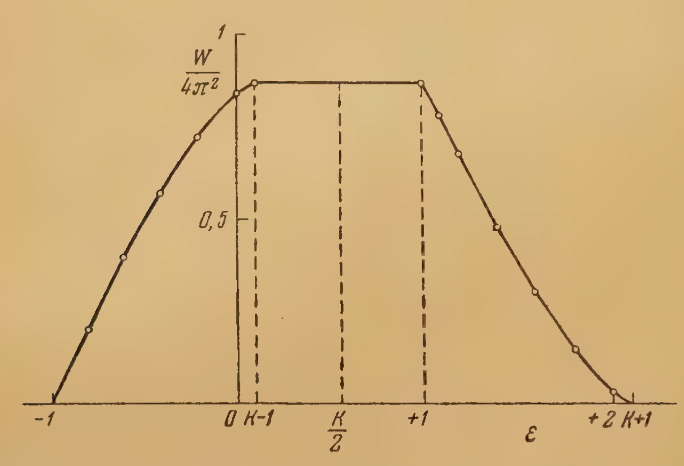


Рис. 7. Теоретическая форма фотоэлектронной линии, обусловленная эффектом Допплера. γ-Излучение, возбуждаемое пучком частиц, падающих на мишень под прямым углом, изотропно в системе координат центра масс и падает на конвертор в телесном угле 2π

Из графика (рис. 7), построенного для значения $K=1{,}1$ (вычисления см. ниже), видно, что функция $W(\varepsilon)$ асимметрична. Форма фотоэлектронной линии, соответствующая полученному спектру фотонов, будет несколько сглажена и расширена за счет искажений, вносимых приборной формой монохроматической линии, и за счет искажений в конверторе. Положение максимума этой линии смещено на величину $\varepsilon_0=\frac{K}{2}$, и для допплеровского смещения ΔE получаем величину:

$$\Delta E=\frac{1}{2}\cdot\frac{v}{c}E_0. \tag{15}$$

Как уже упоминалось выше (стр. 68), авторы работы [5] наблюдали асимметричную форму фотоэлектронной линии, расширенную за счет допплер-

ффекта. Из приведенного расчета мы видим, что даже в простейшем лучае изотропного γ-излучения форма фотоэлектронной линии должна ыть асимметричной, хотя наблюдаемая в работе [5] асимметрия линии олее резкая и может быть связана еще с другой причиной.

Смещение линии и время жизни возбужденного состояния

При взаимном расположении источника и мишени, которое было ами использовано в измерениях, α-частицы падали на мишень под разыми углами. Приближенно можно считать, что угол падения φ менялся пределах $0 \div \pi/2$. В этом случае допплеровское смещение будет, очеидно, равно:

$$\Delta E = E_0 \frac{v_c}{c} \langle \cos\alpha \rangle, \qquad (16)$$

де $\langle \cos\alpha \rangle$ — вероятное значение косинуса угла между направлением корости центра масс и направлением испусканием γ-кванта. Полагая, то вероятность углов α и φ пропорциональна $\sin\alpha$ и $\sin\varphi$, легко полуить выражение для функции вероятности α:

$$\left.\begin{aligned} W(\alpha) &= 2\pi \sin\alpha \int\limits_0^{\pi/2-\alpha} 2\pi \sin\alpha \sin\varphi\, d\varphi + 2\pi \sin\alpha \times \\ &\times \int\limits_{\pi/2-\alpha}^{\pi/2} \left(2\pi - 2 \arccos \frac{\operatorname{ctg}\varphi}{\operatorname{tg}\alpha}\right) \sin\varphi\, d\varphi \quad \text{при } 0 < \alpha < \pi/2 \\ W(\alpha) &= 2\pi \sin\alpha \int\limits_{\alpha-\pi/2}^{\pi/2} \left(2\pi - 2 \arccos \frac{\operatorname{ctg}\varphi}{\operatorname{tg}\alpha}\right) \sin\varphi\, d\varphi \quad \text{при } \pi/2 < \alpha < \pi. \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

Іроизведя вычисления, получим $\cos\alpha = 0{,}4$.

Так как скорость возбужденных ядер Li^{7*} уменьшается в результате орможения в самой мишени, то величина наблюдаемого допплер-эффекта удет зависеть от времени, прошедшего от начала возбуждения до моента высвечивания большинством ядер, т. е. от времени жизни τ. Для алых скоростей, с которыми мы здесь имеем дело, пробег R является риблизительно линейной функцией от начальной скорости v_0. Поэтому ремя, необходимое для уменьшения скорости ядра от v_0 до v, приблиительно равно

$$t = t_0 \ln (v_0/v), \qquad (18)$$

де $t_0 \approx \frac{R}{v_0}$ — время торможения. Пользуясь выражением (16), получим

$$\tau = t_0 \ln (\Delta E_{\text{расч}}/\Delta E_{\text{э}}), \qquad (19)$$

де $\Delta E_{\text{расч}}$ — рассчитанное максимальное допплеровское смещение, соотетствующее скорости v_0, а $\Delta E_{\text{э}}$ — смещение, наблюдаемое эксперименально. Скорость v_0 зависит от средней скорости α-частиц, испытывающих еупругое рассеяние в толстой литиевой мишени. Чтобы найти эту средюю скорость, необходимо произвести усреднение по энергиям α-частиц, ачиная со значения 2,5 MeV, которое является порогом рассматриваемой еакции. Пользуясь кривой для зависимости вероятности неупругого расеяния от энергии α-частиц [11] и считая, что скорость ядер лития до толкновения равна нулю, получаем для скорости центра масс двух астиц выражение:

$$v_c = 0{,}516 \cdot 10^9 \text{ см сек}^{-1},$$

а для скорости ядер лития после столкновения, в системе координат центра масс,

$$u = 0{,}467 \cdot 10^9 \text{ см сек}^{-1}.$$

Таким образом, отношение этих скоростей $K = \frac{v_c}{u} = 1{,}1$. Предполагая, что при рассеянии угловое распределение в системе координат центра масс изотропно, получаем для наиболее вероятной скорости ядер лития в лабораторной системе координат

$$v_0 = 0{,}69 \cdot 10^9 \text{ см сек}^{-1}.$$

Этому значению скорости, согласно теоретическим кривым зависимости пробега от начальной скорости иона [11], соответствует пробег 0,37 см в воздухе, или $7{,}86 \cdot 10^{-4}$ см в литии. Пробег ионов Li^{7*} измерялся в работе [12] методом конденсационной камеры. Взятые из этой работы экспериментальные значения пробегов оказываются примерно в два раза больше пробегов, получаемых из упомянутых теоретических кривых зависимости пробега от начальной скорости иона. Поэтому мы приняли для пробега значение $R = 15{,}7 \cdot 10^{-4}$ см, превышающее в два раза теоретическое значение. Из приведенных значений для времени торможения получаем: $t_0 = 2{,}27 \cdot 10^{-12}$ сек.

Подставляя в выражение (16) вычисленное значение $\frac{v_c}{c} = 0{,}0172$, получим максимальное допплеровское смещение, которое соответствует мгновенному испусканию излучения: $\Delta E_м = 3{,}3$ keV. Полученное нами экспериментальное значение $\Delta E_э = 3{,}4 \pm 0{,}1$ keV в пределах точности измерений совпадает с рассчитанной величиной максимального смещения $\Delta E_м$. Учитывая нашу точность, можно указать верхний предел для разности этих значений:

$$\Delta E_м - \Delta E_э < 0{,}2 \text{ keV}.$$

Соответственно из выражения (19) получаем: $\tau < 1{,}3 \cdot 10^{-13}$ сек. За такое короткое время, $\sim 10^{-13}$ сек, ионы лития проходят в литии путь $\sim 10^{-4}$ см, т. е. незначительную часть полного пробега, и не успевают заметно затормозиться. Поэтому мы не можем заметить разницы между вычисленным и экспериментальным значениями смещения и, естественно, из наших измерений может быть установлен только верхний предел для τ. Для того чтобы измерить само значение τ, необходимо было бы использовать в качестве мишени какое-либо соединение лития с большей тормозной способностью.

Наша оценка τ несколько меньше величины $\tau = 2{,}9 \cdot 10^{-13}$ сек, получающейся из формулы Вейскопфа [13] для магнитного дипольного перехода. Такой γ-переход согласуется с общепринятым представлением о том, что первый возбужденный уровень является верхней компонентой дублета ${}^2p_{3/2} - {}^2p_{1/2}$.

Обсуждение

Полученные в настоящей работе результаты показывают, что метод, основанный на измерении допплер-эффекта, может быть весьма эффективен для оценки времени жизни возбужденных состояний ядер с $\tau < \sim 10^{-12}$ сек. На опыте могут наблюдаться три эффекта — расширение линии γ-лучей, сдвиг положения максимума и изменение интенсивности вследствие аберрации. В результате этих наблюдений может быть получена средняя или вероятная скорость ядер в момент испускания квантов. Для оценки времени жизни состояния необходимо знать начальную скорость и характер торможения ядер. Другой способ оценки, примененный во второй из работ [4], основан на изменении средней скорости ядер, соответ-

вующей моменту излучения, которое достигается путем изменения словий торможения. Полученное в этой работе значение времени жизни озбужденного состояния Li^{7*} — $\tau = (0{,}75 \pm 0{,}35) \cdot 10^{-13}$ сек дается с больой точностью, которую приходится принять на веру, так как до сего ремени авторы не опубликовали подробной статьи о своей работе. Во яком случае из кривых, приведенных авторами в первой из работ [4], идно, что наблюдаемое расширение линии составляет всего лишь 0,3% ри приборной полуширине линии 2,2%. Нам представляется, что на новании такого сравнительно небольшого эффекта трудно получить больую точность для значения τ, если учесть неточность в самой эксперименальной кривой, полученной после вычитания фона.

В нашей работе, так же как и в работе [5], наблюдавшееся расширеие линии значительно больше. Существенно заметить, что использованый нами метод, основанный на измерении допплеровского сдвига, может ать бо́льшую точность, чем метод, основанный на измерении расширения инии, так как положение максимума линии может быть измерено с больей точностью. Кроме того, в нашем случае погрешности, связанные с ночностью установки источника в спектрометре, полностью исключаются. оэтому было бы интересно продолжить наши измерения, используя в кастве мишени различные соединения лития.

Настоящая работа и другие цитированные нами работы являются пока лько первым шагом в направлении использования допплер-эффекта для лучей при решении задач в области ядерной физики. Этот метод в дальйшем безусловно может быть широко развит.

Интересно заметить, что методом допплер-эффекта можно измерить только значение τ возбужденного состояния, но и определить из формы линии, наблюдаемой в соответствующих экспериментальных условиях, ю кривую распада.

Применение метода допплер-эффекта не ограничивается проблемой измерения времени жизни возбужденных состояний. Этот метод может ыть использован, например, при исследовании ядерных столкновений я выяснения происхождения излучения и в области больших энергий, огда в столкновении участвуют отдельные нуклоны, могут быть получены данные о скорости нуклонов в ядре.

В заключение выражаю благодарность Д. Осокиной и Г. Кузнецовой помощь в работе.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Получена редакцией
25. XII. 1953 г.

Цитированная литература

. Muller D. I., Hoyt H. C., Klein D. J. a. Du Mond W., Phys. Rev., 88, 775 (1952).
. Власов Н. А. и Джелепов Б. С., ДАН СССР, 70, 207 (1950); Власов Н. А., Изв. АН СССР, Серия физич., 14, 337 (1950).
. Bjorklund R., Crandall W. E., Mayer B. I. a. York H. F., Phys. Rev., 77, 213 (1950).
. Elliott L. G. a. Bell R. E., Phys. Rev., 74, 1869 (1948); Phys. Rev., 76, 168 (1949).
. Rasmussen V. K., Lauritsen C. C. a. Lauritsen T., Phys. Rev., 75, 199 (1949).
. Шпинель В. С. и Мошкина Р. И., ЖЭТФ, 21, 1127 (1951).
. Jones G. A. a. Wilkinson D. H., Phil. Mag., 43, 958 (1952).
. Шпинель В. С., ЖЭТФ, 22, 255 (1952).
. Селинов И. П., Атомные ядра и ядерные превращения.— ГИТТЛ, М.-Л., 1951.
. Bohte W., ZS. f. Physik, 96, 607 (1935).
. Knipp J. a. Teller E., Phys. Rev., 59, 659 (1941).
. Gilbert C. W., Proc. Cambr. Phil. Soc., 44, 447 (1948).
. Weisskopf V. F., Phys. Rev., 83, 1073 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XVIII, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Д. НОВОСИЛЬЦЕВА и П. А. ТИШКИН

ОБРАЗОВАНИЕ Re^{188} ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ВОЛЬФРАМА МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ *

При изучении β-спектра вольфрама, облученного нейтронами и хра нившегося после этого более месяца, П. А. Тишкиным был обнаруже следующий факт. Помимо мягкой компоненты β-спектра, имеющей гра ницу 0,405 MeV и явно принадлежащей изотопу W^{185} (по табличным дан ным [1] $T = 73{,}2$ дн, $E_{гр} = 0{,}430$ MeV, γ-лучей нет), наблюдается еще зна чительно более слабая и значительно более жесткая компонента β-спек тра. Рис. 1 иллюстрирует β-спектр, экспериментально наблюденный пр помощи линзового спектрометра. По техническим причинам этот спект

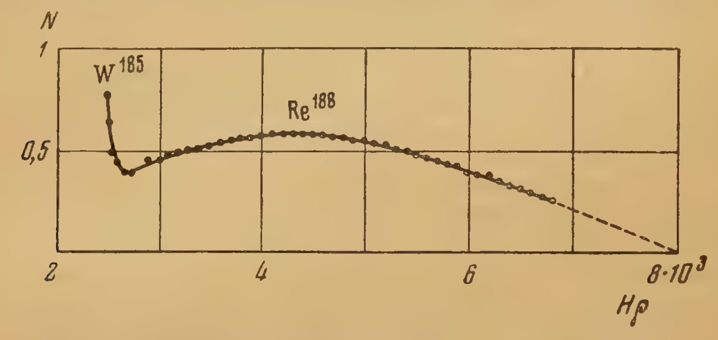


Рис. 1. β-Спектр вольфрама, облученного медленными нейтронами, спустя месяц после облучения (экспериментальная кривая)

нельзя было довести до границы; однако экстраполирование показывало что граница находится около 2 MeV. Повторные опыты показали, что отно сительная интенсивность мягкой и жесткой компонент мало зависит о времени.

Вольфрам имеет следующие устойчивые изотопы: W^{180} (0,135%) W^{182} (26,4%), W^{183} (14,4%), W^{184} (30,6%) и W^{186} (28,4%).

После захвата нейтронов образуются только два β-излучателя: W^{18} и W^{187}. W^{187} имеет период полураспада 24 час. Так как наши опыты про изводились спустя значительное время после облучения, то W^{187} успева полностью распасться; поэтому приписать жесткую компоненту β-спектр этому изотопу нельзя.

Равным образом нельзя ее приписать и W^{185}. Если бы разность мас атомов W^{185} — Re^{185} действительно превышала 2 MeV, то основную, мяг кую, компоненту β-спектра W^{185} должны были бы сопровождать интен сивные и жесткие γ-лучи, а известно, что таких лучей нет. Попытки объ яснить жесткую компоненту примесями оказались безуспешными, так ка условиям $E_{гр}$ — 2,0÷2,2 MeV и $T = 60$—70 дн удовлетворяет только Sb^{12}

* Доложено на Совещании в АН СССР 18 февраля 1953 г.

рисутствие которого легко можно было бы обнаружить по конверсион-ым линиям.

Среди веществ, обычно примешанных к вольфраму, находится рений. ри захвате нейтронов рением образуется Re^{188}, имеющий подходящую раницу спектра — 2 MeV, но слишком малый период — 16,9 час. оэтому примесь рения исходном вольфраме не огла бы объяснить аблюдавшейся жест-ой компоненты. Объ-нение приходилось кать либо в существо-нии изомерного со-ояния у W^{185} или ^{187}, либо в последова-льном захвате двух йтронов ядром W^{186} образованием W^{188} и ревращением послед-го в Re^{188}.

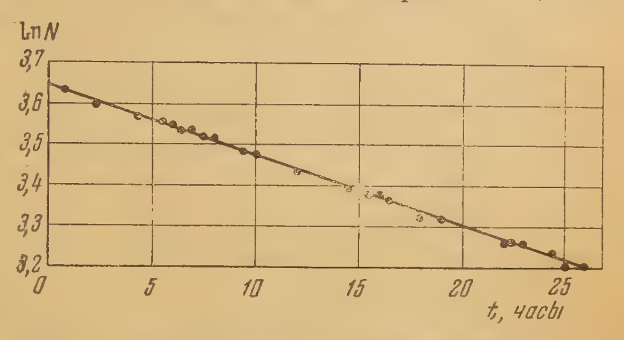
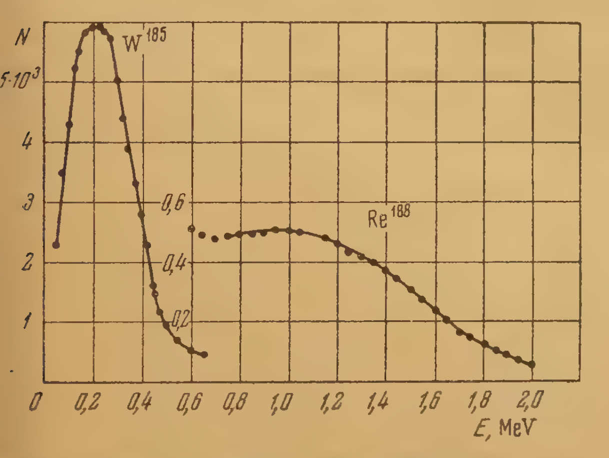


Рис. 2. Кривая распада Re^{188}, выделенного из вольфрама, облученного нейтронами

Изучение литературы показало, что двойной захват нейтронов образование W^{188} были уже однажды наблюдены Линднером [2]; оценка риода полураспада W^{188}, сделанная Линднером, дала значение ~ 65 дн остаточно близкое к периоду полураспада W^{185}, чтобы мы не могли об-ружить присутствие W^{188} и образующегося из него Re^{188} по изменению рмы спектра). Для проверки наблюдений Линднера мы произвели несколько химических выделений рения из вольфрама и исследовали более тщательно β-спектр и период полураспада выделенного осадка.



. 3. β-Спектр препарата $W^{185}+W^{188}+Re^{188}$, полу-ющегося после однократного экстрагирования рения из вольфрама (экспериментальная кривая)

Химическое выделение заключалось в следующем.

Облученный нейтронами металлический вольфрам мы растворяли в смеси кислот: плавиковой (HF) и 16*N* азотной (HNO_3) в отношении 2 : 1, при нагревании на водяной бане. Нагревание производилось в течение нескольких часов до полного створения вольфрама. Раствор выпаривался досуха. Сухой остаток рас-оряли в разбавленном растворе NaOH и кипятили в присутствии 3*N* створа HCl. При этом выпадал желтый осадок окиси фольфрама; рений оставался в растворе.

Осадок окиси вольфрама отделялся от раствора центрифугирова-ем. После центрифугирования раствор, содержавший рений, выпари-лся досуха. Остаток содержал, кроме рения, еще большое количество Cl. Для получения более чистого рения (Re^{188}) производилось экстра-рование его из полученного остатка этиловым эфиром. Было сделано тыре выделения Re^{188}. Два выделения были произведены из одного и го же образца через несколько дней один после другого; два других — различных образцов, облученных в различное время.

Во всех случаях нам удалось наблюдать быстрый распад выделенного препарата. В двух случаях мы произвели измерение периода полураспада Re^{188}. Кривая распада приведена на рис. 2. Значение периода полураспада $T = 16{,}7 \pm 0{,}5$ час хорошо согласуется с $T = 16{,}9$ час, полученным Линднером для Re^{188}.

Спектр Re^{188} снимался нами на светосильном спектрометре конструкции Б. С. Джелепова и М. Л. Копьевой [3].

Результаты измерений представлены на рис. 3. Здесь мягкий спектр представляет собой спектр W^{185}, жесткий — спектр Re^{188}. На рис. 4 представлен график Кюри для β-спектра Re^{188}. Граничная энергия спектра равна 2,01 MeV, что незначительно отличается от ранее найденного значения (2,1 MeV).

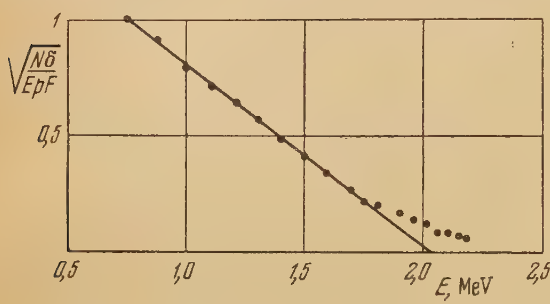


Рис. 4. График Кюри для β-спектра Re^{188}

Таким образом, можно сделать вывод, что при облучении W^{186} медленными нейтронами создаются благоприятные условия для последовательного захвата двух нейтронов.

Образованию W^{188} из W^{186} можно было бы дать и более фантастическое объяснение: если в пучке нейтронов имеется некоторая доля бинейтронов, то захват их приводил бы к образованию W^{188}. Как известно, попытки обнаружения бинейтронов этим способом всегда оканчивались неудачей; из этого, однако, нельзя сделать логический вывод, что такой процесс не возможен с вольфрамом: неудача могла быть вызвана тем, что у изучавшихся элементов было мало сечение захвата бинейтронов. Решение вопроса в случае вольфрама могло бы быть получено путем изучения зависимости величины отношения W^{188}/W^{185} от плотности нейтронного пучка: оно пропорционально плотности при двойном захвате и не зависит от него при «бинейтронной» активации.

В заключение авторы выражают благодарность К. А. Долматовой за помощь в работе.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Получена редакцией
5. 1. 1954 г.

Цитированная литература

1. Джелепов Б. и Петрович С., УФН, 50, 497 (1950).
2. Lindner M., Phys. Rev., 84, 240 (1951).
3. Джелепов Б., Воробьев В. и Копьева М., ДАН СССР, 52, 121 (1946).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

. XVIII, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

И. А. АНТОНОВА и И. В. ЭСТУЛИН

ИЗОМЕРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ In^{115*}, In^{113*} и Sr^{87*}*

1. Введение

Момент количества движения и четность волновой функции ядра : возбужденном состоянии определяют по мультипольности γ-излучения, спускаемого при радиационном ядерном переходе. Наиболее достовер-ые сведения о мультипольности ядерного γ-излучения можно получить утем измерения коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей на элек-ронах атомной оболочки. При этом сравниваются экспериментальные начения с теоретическими. Успех метода обеспечивается достаточно пол-юй теоретической разработкой вопросов, связанных с внутренней конвер-ией γ-лучей [1].

В широко распространенном методе измерения коэффициентов вну-ренней конверсии γ-лучей при помощи β-спектрометра производится срав-ение площади непрерывного β-спектра с площадью пика электронов, ырванных из атома при внутренней конверсии γ-лучей. Отсутствие епрерывного β-спектра исключает возможность применения этого метода : рассматриваемых в настоящей работе случаях изомерного перехода дра стабильного изотопа. Но при изомерном переходе можно с доста-очной точностью определить коэффициент внутренней конверсии γ-лучей $\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}$ прямыми измерениями числа электронов N_e и γ-квантов N_γ, спускаемых изомером. Задача облегчается тем, что при изомерном пере-оде испускаются монохроматическое γ-излучение и монохроматические руппы электронов.

В настоящей работе производились абсолютные измерения электрон-ого и γ-излучений ионизационным методом, описанным в следующем азделе работы. В двух различных камерах одновременно измерялся онизационный ток от электронов I_e и отдельно от γ-лучей I_γ того же репарата. Простые соотношения позволяют по токам I_e и I_γ найти абсолютную величину N_e и N_γ соответственно. Этим методом нами были зучены изомерные переходы In^{115*}, In^{113*} и Sr^{87*}, относительно энергии ерехода и периода полураспада которых имеются хорошо согласующиеся анные различных авторов [2].

В работах, посвященных классификации ядерных изомеров [3—5], елаются несколько различные выводы о мультипольности радиационных ереходов исследовавшихся в настоящей работе изомеров. Так, авторы аботы [3] полагают, что при этих переходах изменение орбитального квантового числа $l = 5$ и, следовательно, переходы эквивалентны 2^5-поль-ым. В работах [4—5] переходы отнесены к типу магнитных 2^4-польных. Выводы этих работ основаны на несовершенных экспериментальных дан-ых и нуждаются в проверке. В дальнейшем при рассмотрении экспери-ментальных результатов настоящей работы мы вернемся к вопросу мультипольности радиционных переходов In^{115*}, In^{113*} и Sr^{87*}.

* Доложено на Совещании в АН СССР 17 февраля 1953 г.

2. Методика измерений

Сама ионизационная камера, в которой производилось измерение электронного излучения исследуемого препарата, служила источником γ-излучения. Электронное и γ-излучения препарата регистрировались одновременно независимыми ионизационными камерами.

Для измерения γ-лучей применялась щелевая ионизационная камера [6] объемом 400 см³ со стенками из свинца толщиной 0,5 мм. Эффективность камеры (η) по отношению к монохроматическому γ-излучению Hg^{203}, Cr^{51}, In^{115*} и Au^{198} была нами определена ранее путем сравнения ионизационного тока, полученного в щелевой камере со свинцовыми стенками, с ионизационным током, полученным в камере со стенками из углерода [7]. На рис. 1 приведена зависимость η от энергии γ-кванта. По оси ординат отложена энергия, выделяемая в 1 см³ воздушной полости камеры потоком γ-квантов плотностью 1 γ-квант см$^{-2}$. В соответствии с работой [7] по току в щелевой ионизационной камере (I_γ) от монохроматического γ-излучения находим число γ-квантов (N_γ), излучаемых источником:

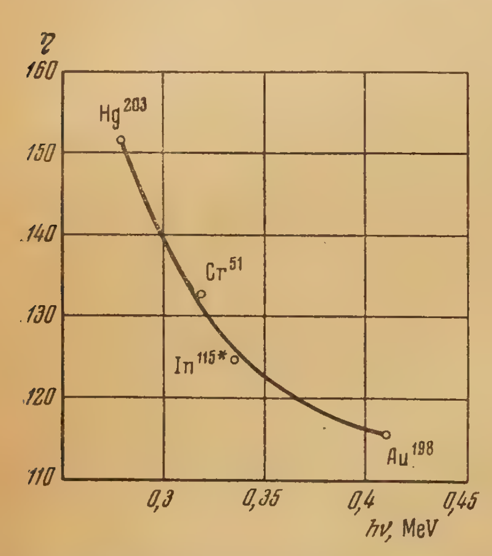


Рис. 1. Зависимость эффективности щелевой ионизационной камеры со свинцовыми стенками от энергии γ-излучения

$$N_\gamma = \frac{4\pi I_\gamma \overline{W}_\text{в} q}{e\eta V_\gamma A(r_0)\,k}, \tag{1}$$

где $W_\text{в}$ — энергия, в среднем затрачиваемая на образование одной пары ионов в воздухе, e — заряд электрона, V_γ — воздушный объем щелевой камеры, $A(r_0)$ — учитывает геометрические условия измерений [7], k — поправка на поглощение γ-лучей в стенке камеры и источнике излучения. В наших опытах $k \approx 0{,}8$, $q = 1{,}06$ [7]. Применение щелевой ионизационной камеры позволило измерять источники с активностью $3 \cdot 10^{-2}$ mCu. При этом ионизационный ток в камере был порядка 10^{-13} A и измерялся струнным электрометром по методу натекания заряда.

При измерении γ-излучения ионизационным методом быстрые электроны, порожденные γ-квантами в толще стенки и в газе камеры, растрачивают свою энергию на ионизацию газа, наполняющего полость камеры. Допустим, что быстрые электроны создаются не γ-квантами, а радиоактивными источниками, равномерно вкрапленными в материал стенок. И в этом случае электроны будут терять свою энергию путем ионизационных потерь. Поэтому ионизационный ток (I_e) в газе камеры, стенки которой содержат радиоактивное вещество, испускающее N_e электронов в секунду, вычисляется из выражения:

$$I_\text{e} = \frac{N_\text{e}}{P} V_\text{e} \delta_\text{г} \frac{n_\text{e}^\text{г}}{n_\text{e}^\text{ст}} \cdot \frac{\overline{E}_\text{e}}{\overline{W}_\text{г}} e \cdot \overline{\rho}_\text{e}^\text{ст} \cdot \frac{1}{B}, \tag{2}$$

где P — вес стенок, окружающих газовую полость объемом V_e; $\delta_\text{г}$ — плотность газа; $\frac{n_\text{e}^\text{г}}{n_\text{e}^\text{ст}}$ — отношение чисел электронов в 1 г газа и 1 г стенок

меры; $\overline{E}_e$ — средняя энергия электронов, излучаемых радиоактивным точником; e — заряд электрона; $\overline{W}_г$ — энергия, в среднем расходуемая образование одной пары ионов в газе полости; $\rho_e^{ст}$ — отношение тормоз-ых способностей газа и материала стенок камеры к быстрым электро-м, рассчитанное на 1 электрон газа и материала стенок. Величина $V_e \delta_г \frac{n_e^г}{n_e^{ст}}$ равна числу электронов, которые были бы излучены в по-сти камеры, если бы газ содержал радиоактивные источники с той же ельной активностью, что и материал стенок. Согласно выражению (2), ергия этих электронов расходуется на ионизацию газа. По сравнению подобным соотношением для ионизационного тока от γ-лучей [7] выра-ение (2) содержит существенно новый поправочный множитель B:

$$B = \frac{1}{(1-r)(1-s)(1-t)(1+x)(1+y)}, \qquad (3)$$

е r учитывает поглощение электронов в газе камеры; t учитывает не-лное окружение газовой полости стенками с радиоактивным веществом; учитывает неполное использование пробега электронов в стенке камеры. множитель B входит также поправка на ионизационные токи от харак-ристического рентгеновского излучения (x) и от γ-излучения (y) в ка-ре, измеряющей электроны.

Для измерения числа электронов описанным выше ионизационным ме-дом не требуется источника с большой удельной активностью. Но необ-димо добиться равномерного распределения радиоактивного вещества материале стенок камеры, конструкция которой должна допускать точ-ий учет поправочного множителя B. В работе [8] в качестве одной стенки меры служил водный раствор радиоактивного вещества, а поправка ределялась методом экстраполяции. В работе [9] стенка наперстковой низационной камеры изготовлялась из 8%-ного водного раствора же-тины. Однако такой состав плавится при 27—29° С и быстро теряет агу, высыхая в течение нескольких суток. В настоящей работе приме-лась более устойчивая желатиновая масса, состоящая из 40% жела-ны, 43% глицерина, 2% сахара и 15% воды. Подобная масса приме-ется в полиграфическом производстве для изготовления вальцов и пла-тся при 45° С. Мы смешивали 3,8 г желатиновой массы упомянутого ше состава с 1 см³ водного раствора исследуемого радиоактивного веще-ва. После прогревания расплавленное желе служило материалом для готовления ионизационной камеры малого объема. При застывании лучалась достаточно упругая для сохранения формы среда с проводи-стью порядка 20 kΩ мм$^{-1}$. Камера из этой желатиновой массы высы-ет медленно. Так, в контрольных опытах было выяснено, что вес камеры еньшается на 7% за месяц, примерно линейно с течением времени.

Чертеж желатиновой камеры, собранной из трех различных частей, едставлен на рис. 2. Вся процедура изготовления камеры с радиоактив-м веществом занимает 20—25 мин. Камера имела форму полого цилин-а высотой 2 см и диаметром 1,5 см. Толщина желатиновых стенок 2 мм оверхностная плотность 0,24 г см$^{-2}$) соответствовала пробегу электро-с энергией 600 keV. Воздушный интервал между слоями желатины, слу-вшими собирающим электродом (*а*), и внешними стенками камеры (*б*) им. Объем воздушной полости (V_e) при каждой новой отливке опреде-лся взвешиванием камеры по заранее тщательно измеренному удель-му весу желатиновой массы; V_e было порядка 0,8 см³.

Возвращаясь к выражению (2), разберем вопрос о вычислении попра-ного множителя B (3) для применявшихся в настоящей работе жела-овых камер. Поправка на неполное окружение желатиновой стенкой здушной полости (наличие в стенке отверстия для проводника *в*, соеди-

няющего электрод *а* с измерительной системой) $t = 0{,}046$. В интересую-щих нас случаях изомерных переходов $s = 0$, так как пробег электрона меньше толщины желатиновой стенки. Поправка на поглощение электро-нов (r) зависит от размеров воздушного интервала камеры. Эта поправка пересчитывалась из данных работы [9], и для электрона с энергией 300 keV она $\not> 0{,}02$. Поправка на действие γ-лучей (y), найденная экстраполяцией из данных работы [9], была порядка 0,01—0,02. При работе с изомерами учитывался иони-зационный ток от характеристичес-кого рентгеновского излучения, ко-торое сопровождает явление внутрен-ней конверсии γ-лучей на электро-нах атома. Эта поправка (x) вычис-лялась в предположении о «толстой» для рентгеновских фотонов стенке камеры и малом воздушном зазоре полости камеры. Выход флуоресцен-ции из атома принимался по данным работы [10]. Величина x была по-рядка 0,07. В целом весь поправоч-ный множитель $B = 0{,}975$ — при из-мерении In^{115*}, $B = 0{,}98$ — при изме-рении In^{113*} и $B = 1{,}03$ — при из-мерении Sr^{87*}.

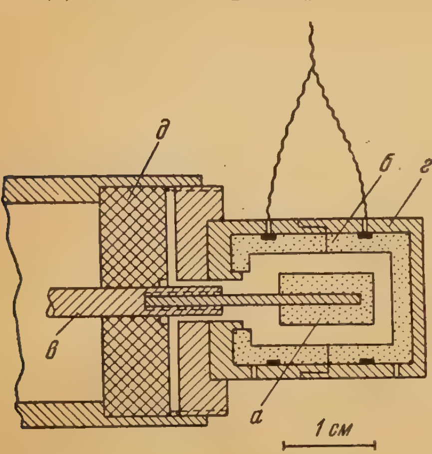


Рис. 2. Схема желатиновой ионизационной камеры: *а* — желатиновый собирающий электрод, *б* — желатиновые стенки, *в* — проводник, соединяющий электрод *а* с измерительной системой, *г* — плексигласовая форма, *д* — янтарный изолятор

Желатиновая камера присоединялась к вакуумному переходнику дли-ной 50 см, при помощи которого собирающий электрод камеры соеди-нялся с управляющей сеткой электрометрической лампы ЭМ-3. В каме-ре препарат интенсивностью 10^{-2} mCu создавал ток порядка $2 \cdot 10^{-13}$ A. Для измерения ионизационного тока применялась компенсационная электрометрическая схема (рис. 3), в которой изменение напряжения накальных батарей автоматически компенсировалось смещением на управляющей сетке. В схеме работал микроамперметр с чувствительностью 10^{-8} A. Ионизационный ток измерялся по методу падения напряжения на высокоомном сопротивлении R.

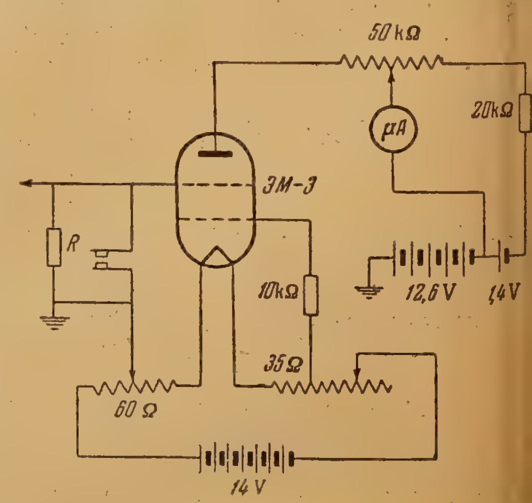


Рис. 3. Компенсационная электрометрическая схема с лампой ЭМ-3

В контрольных опытах с P^{32} и Co^{60} была опробована рассмотренная выше методика абсолютных измерений. Удельная активность водного раствора H_3PO_4, измеренная в хороших геометрических условиях при помощ торцового газоразрядного счетчика, в пределах ошибок опыта сов-пала с удельной активностью, определенной путем измерений иониза-ционного тока в желатиновой камере, содержащей равномерно распреде-ленный H_3PO_4 (расхождение 3%). При измерении Co^{60} его хлориста соль растворялась в 1 см³ воды и вводилась в желатиновую массу. В даль-нейшем активность желатиновой камеры определялась по ионизацион

ому току в этой камере от β-излучения и по току щелевой ионизационной амеры от γ-лучей, поступающих из желатиновой камеры. Расхождение езультатов этих измерений не превышало 5%. Таким образом, контрольные опыты доказали полную надежность применяемой нами метоики.

3. Измерение коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей In^{115*}, In^{113*} и Sr^{87*}

Переходим к рассмотрению изученных в настоящей работе изомерных ереходов.

При захвате ядром Sn^{113} (период полураспада 112 дн) орбитального лектрона образуется In^{113*} в изомерном состоянии [5,11]. Период полуаспада изомера 105 мин. Энергия перехода, в соответствии с совпадаюцими данными последних работ, равна 392 keV [12]. В настоящей работе зомер In^{113*} добывался химическим путем из радиоактивного олова. Водный раствор с изомером вводился в желатиновую массу. По току желатиновой камере I_e, определялось число электронов N_e, излучаемых зомером, как было описано в предыдущем разделе (формула (2)). По оку в щелевой ионизационной камере определялось число γ-квантов N_γ формула (1)). Чистота радиоактивного изотопа контролировалась по пеиоду полураспада путем исследования зависимости I_e и I_γ от времени. Всего было выполнено пять различных серий измерений, в каждой из оторых был найден полный коэффициент внутренней конверсии $\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}$. реднее из этих значений приведено в четвертой графе табл. 1. Ошибка казана среднеарифметическая.

В силу отмеченных в разделе 1 трудностей (отсутствие непрерывного -спектра) экспериментальные значения α, найденные в ранних работах, ало надежны. Поэтому отметим лишь работы последних лет. Данные аботы [11] в пределах ошибок измерений совпадают с нашими (табл. 1), отя авторы этой работы высказывают недоверие к своим результатам.

Таблица 1

Экспериментальные значения полных коэффициентов внутренней конверсии (α) -лучей на электронах атомной оболочки при изомерных переходах In^{113*}, In^{115*} и Sr^{87*}

Изомер	Период полураспада *T*, часы	Энергия возбуждения *E*, keV	Полный коэффициент внутренней конверсии γ-лучей на электронах атомной оболочки α	
			по данным настоящей работы	по данным авторов других работ
In^{113*}	1,75	392	0,44±0,03	0,35±0,1 [11] 0,55±0,03 [13]
In^{115*}	4,5	335	0,82±0,13	0,98 и 0,81 [15]
Sr^{87*}	2,8	388	0,28±0,03	0,28±0,06 [19]

работе [13] получен несколько отличный результат. Но точность данных этой работы зависит от точности градуировки люминесцентного пектрометра, в которой сами авторы работы не вполне уверены. К тому е в этой работе производились измерения In^{113*}, находящегося в радиоктивном равновесии с Sn^{113}, и в источнике возможны были активные римеси. Таким образом, данные этой работы менее убедительны, чем езультаты настоящей.

При распаде изомера Cd^{115} с периодом полураспада 54 час образуется зомер In^{115*} с периодом полураспада 4,5 час. Энергия возбуждения етастабильного состояния In^{115*} равна 335 keV [14, 15]. В настоящей

работе чистый изомер добывался химическим путем из активного кадмия. В дальнейшем активность вводилась в желатиновую ионизационную камеру для одновременного измерения величин N_e и N_γ для данного изомера. При вычислении α учитывалось, что In^{115*} β-активен. Ответвление β-спектра изомера In^{115*} с верхней границей 840 keV составляет 5,5 % [14, 15]. При вычислении ионизации, производимой электронами β-распада, средняя энергия β-спектра оценивалась на основе работы [16]. Найденное таким образом из пяти различных серий измерений среднее значение α приведено в третьей строке табл. 1.

Экспериментальное значение коэффициента внутренней конверсии γ-лучей In^{115*}, приведенное в обзоре [4], $\alpha = 0,35$ расходится с теоретическим. Недавно было найдено, что $\alpha = 0,98$ [15]. Но по данным этой же работы коэффициент внутренней конверсии γ-лучай In^{115*} на K-оболочке атома $\alpha_K = 0,64$, а отношение коэффициентов конверсии на K- и $L + M + \ldots$-оболочках атома $\alpha_K / \alpha_{L+M+\ldots} = 3,76$. Из этих данных следует значение $\alpha = 0,81$, что полностью совпадает с нашими результатами.

Период полураспада изомера Sr^{87*} равен 2,8 час [17]. Энергия перехода $E = 388$ keV [12, 18]. При изучении Sr^{87*} мы не располагали химическим чистым изомером: 300 мг соли стронция $SrNO_3$, содержавшей изомер Sr^{87*}, растворялось в 1 см^3 воды, раствор затем вводился в желатиновую массу. Проверка периода полураспада активной соли по β- и γ-излучению указывала на наличие только одного периода $T = 2,8$ час. Следовательно, заметных радиоактивных примесей в препарате не содержалось. Точно так же, как и в случае измерений с изомерами In^{113*} и In^{115*}, по ионизационному току определялся полный коэффициент внутренней конверсии γ-лучей Sr^{87*}. Среднее, полученное из пяти различных серий опытов значение α приведено в последней строке табл. 1. Это значение полностью согласуется с экспериментальными результатами работы [19].

Таким образом, в настоящей работе определены полные коэффициенты внутренней конверсии γ-лучей In^{113*}, In^{115*} и Sr^{87*} с точностью порядка 10—15 %. В основном эти результаты согласуются с данными других авторов, выполнявших свои работы в последние годы. Определим теперь мультипольности рассматриваемых радиационных переходов путем сравнения экспериментально найденных коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей с вычисленными.

4. Мультипольность радиационных переходов Sr^{87*}, In^{113*} и In^{115*}

В настоящее время известны теоретические значения коэффициента внутренней конверсии γ-лучей на K-оболочке атома (α_K) [20]. В настоящей работе мы получили экспериментальные значения полного коэффициента внутренней конверсии γ-лучей на электронах атома (α), табулированных теоретических значений которых не имеется. Для перехода к экспериментальным значениям α_K мы использовали результаты спектрометрических работ других авторов. В этих работах было измерено отношение коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей рассматриваемых изомеров на K- и $L + M + \ldots$-оболочках атома ($\alpha_K / \alpha_{L+M+\ldots}$). Подобные измерения в последние годы выполнялись на спектрометрах с высокой разрешающей способностью, с достаточно тонкими для полного разрешения пиков K- и L-электронов источниками. Отношения $\alpha_K / \alpha_{L+M+\ldots}$ γ-лучей Sr^{87*}, найденные в работах [12, 18], мало между собой различаются. В табл. 2 использованы средние из этих значений. Для перехода In^{113*} в табл. 2 приняты данные работы [12], для перехода In^{115*} — работы [15]. Используя приведенные в этих работах значения $\alpha_K / \alpha_{L+M+\ldots}$ и экспериментальные значения α (табл. 1), мы получили экспериментальные значения α_K (третья графа табл. 2) для изомерных переходов Sr^{87*}, In^{113*} и In^{115*}.

В работе [20] приведена зависимость теоретического значения коэффициента внутренней конверсии γ-лучей на K-оболочке атома α от энергии γ-кванта ($h\nu$) для дискретных значений атомных номеров (Z). По данным этой работы на рис. 4 построена плавная зависимость α_K от Z для $h\nu = 388$ keV (γ-излучение Sr^{87*}). Кривые даны для переходов высокого порядка мультипольности, сопровождающихся изменением полного момента количества движения на четыре или пять единиц. Как видно из рисунка, ход кривых для магнитных ($M4$ и $M5$) и электрических ($E4$ и $E5$) переходов различен, причем в некоторых точках кривые пересекаются. При помощи экстраполяции данных работы [20] мы получили теоретические значения α_K для γ-переходов Sr^{87*}, In^{113*} и In^{115*}, приведенные в последних графах табл. 2.

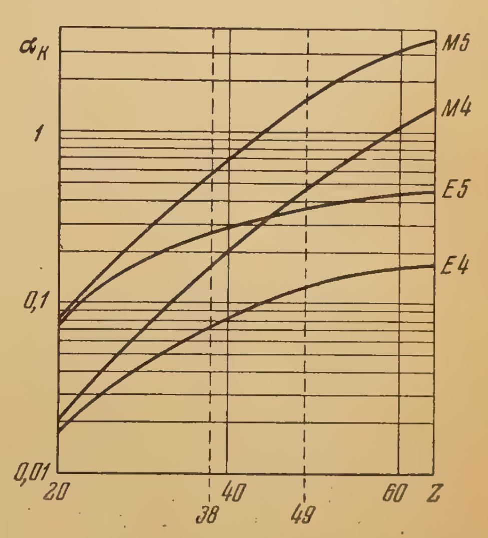


Рис. 4. Зависимость коэффициента внутренней конверсии γ-лучей на K-оболочке атома (α_K) от заряда ядра (Z) для $h\nu = 388$ keV (γ-излучение Sr^{87*})

В случаях изученных в настоящей работе радиационных переходов следует сделать выбор между электрическим мультиполем с $l = 5$ ($E5$) и магнитным с $l = 4$ ($M4$). Для In ($Z = 49$) и Sr ($Z = 38$) теоретические значения для этих переходов различаются всего лишь на 30%.

При оценке точности теоретических результатов следует иметь в виду, что в работе [20] не учитывались поправки на экранирование [21] и конечные размеры [22] ядра. Последняя из этих поправок особенно значительна для тяжелых ядер. Для $Z \sim 40$—50 и магнитных переходов эта поправка, повидимому, составляет величину $\sim$ —5—7% [22]. Примерно такую же поправку, но в другую сторону, т. е. в сторону увеличения коэффициента конверсии, дает учет экранирования кулоновского поля ядра атомными электронами. В силу изложенного выше точность теоретических значений α_K табл. 2 вряд ли превышает 5%.

Сравнение экспериментальных и теоретических значений γ-лучей Sr^{87*}, In^{113*} и In^{115*} решает вопрос о мультипольности этих переходов. Все эти радиационные переходы являются электрическими 2^5-польными ($E5$).

Таблица 2

Сравнение экспериментальных и теоретических значений коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей Sr^{87*}, In^{113*} и In^{-115*} на K-оболочке атома

Изомер	Экспериментальные значения		Теоретические значения для переходов	
	$\alpha_K/\alpha_{L+M+\ldots}$	α_K	$M4$	$E5$
Sr^{87*}	6,65	0,24±0,03	0,164	0,256
In^{113*}	4,21	0,35±0,02	0,438	0,338
In^{115*}	3,76	0,65±0,10	0,99	0,72

Этот вывод противоречит классификации ядерных изомеров, данных в работе [4]. Авторы более поздних работ, так же как и авторы работы [4], отнесли переходы $Sr^{87*} \rightarrow Sr^{87}$ [19] и $In^{113*} \rightarrow In^{113}$ [11] к типу $M4$. Но

эти выводы получены ими вопреки их собственным экспериментальным результатам, совпадающим с нашими. Таким образом, экспериментальные значения коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей Sr^{87*}, In^{113*} и In^{115*} приводят к выводу о переходах типа $E5$. Старые выводы о том, что переходы Sr^{87*}, In^{115*} и In^{113*} относятся к типу $M4$, можно сохранить, только если допустить наличие ошибок в вычислении теоретических значений коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей.

5. Обсуждение результатов

Сравним приведенные в предыдущем разделе выводы о мультипольности переходов Sr^{87*}, In^{113*} и In^{115*} с предсказанием теории ядерных оболочек [23].

Ядра Sr^{87}, In^{113} и In^{115} содержат нечетные числа нейтронов или протонов. В первом из этих ядер 49 нейтронов, в других — 49 протонов. У всех этих ядер нехватает одного нуклона для заполнения оболочки, соответствующей особому числу 50. Полный момент количества движения рассматриваемых ядер $J = {}^9/_2$, что соответствует оболочке $g_{9/2}$. Как было отмечено в работе [24], при возбуждении подобного ядра нуклон из более глубоких слоев занимает оставшееся свободным место в незаполненной оболочке («дырочный» уровень). Значит, первый возбужденный уровень у ядер Sr^{87}, In^{113} и In^{115} будет $p_{1/2}$. Таким образом, изомерный переход связан с переходом $p_{1/2} \rightarrow g_{9/2}$. При таком переходе $\Delta I = 4$, и четность волновой функции изменится. Согласно правилам отбора, допустимы как переходы типа $M4$, так и переходы типа $E5$. Следовательно, выводы настоящей работы не противоречат теории ядерных оболочек в смысле предсказания спина и четности возбужденного и основного состояний ядра. Следует, однако, отметить, что при энергиях возбуждения 300—400 keV, в тех случаях, когда допустимы 2^5-польные электрические переходы и 2^4-польные магнитные, более вероятны последние [1]. Кроме того, в случае стронция рассматриваемый переход связан с переходом нейтронной «дырки», в связи с чем электрический характер излучения с точки зрения теории ядерных оболочек не понятен.

Полученный в настоящей работе вывод о мультипольности переходов Sr^{87*}, In^{113*} и In^{115*} найден сравнением экспериментальных и теоретических значений α_K. Экспериментальные значения α_K, найденные в настоящей работе, в основном совпадают с данными работ последних лет и не вызывают сомнения. Теоретические же значения α_K для переходов $M4$ и $E5$ близки между собой. Поэтому желательно более точное вычисление их для уточнения выводов.

В заключение настоящей работы выражаем глубокую благодарность И. М. Франку за руководство, И. С. Шапиро — за обсуждение результатов, Н. П. Руденко, З. В. Пастуховой и Я. А. Клейману — за помощь в работе.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Получена редакцией
30. XI. 1953 г.

Цитированная литература

1. Грошев Л. В. и Шапиро И. С., Спектроскопия атомных ядер.— ГИТТЛ, М.— Л., 1952.
2. Селинов Н. П., Атомные ядра и их превращения.— ГИТТЛ, М.— Л., 1951.
3. Аксель П. и Данкоф М., Проблемы современной физики, т. IV, в. 2, стр. 64.— ИЛ, М., 1952.
4. Гольдгабер М. и Суньяр А., Проблемы современной физики, т. IV, в. 3, стр. 71.— ИЛ, М., 1952.
5. Goldhaber M. a. Hill R. D., Rev. Mod. Phys., **24**, 179 (1952).
6. Эстулин И. В., ЖЭТФ, **21**, 1412 (1951); **22**, 414 (1952).
7. Эстулин И. В., ЖЭТФ, **24**, 221 (1953).
8. Caswell R. S., Phys. Rev., **86**, 82 (1952).
9. Gray L. H., Britt. Journ. Rad., **22**, 677 (1949).

Broyles C. D., Thomas D. A. a. Haynes S. K., Phys. Rev., **89**, 715 (1953).

Thomas D. A., Hayves S. K. a. Broyles C. D., Phys. Rev., **82**, 961 (1951).

Graves G. A., Langer L. M. a. Moffat R. D., Phys. Rev., 88, 344 (1952).

Cook T. B. a. Haynes S. K., Phys. Rev., **86**, 190 (1952).

Dalle E. D. a. Kurallov J. D., Phys. Rev., **80**, 126 (1950).

Langer L. M., Moffat R. D. a. Graves G. A., Phys. Rev., **86**, 632 (1952).

Marinell L. D., Brinckerhoff R. F. a. Hine G. J., Rev. Mod. Phys., **19**, 25 (1947).

Hyde F. K. a. O'Kelley G. D., Phys. Rev., **82**, 944 (1951).

Bendel W. L., Shore F. J., Brown H. N. a. Becker R. A., Phys. Rev., **87**, 195 (1952).

Mann L. G. a. Axel P., Phys. Rev., **80**, 759 (1950); **84**, 221 (1951).

Rose M., Goertzel G., Spinard B., Harz J. a. Strong P., Phys. Rev., **83**, 79 (1951).

Reitz J. A., Phys. Rev., **77**, 10 (1950).

Слив Л. А., ЖЭТФ, **21**, 770 (1951).

Klinlaenberg P. F., Rev. Mod. Phys., **24**, 63 (1952).

Пекер Л. К., Слив Л. А. и Золотавин А. В., ДАН СССР, **88**, 781 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XVIII, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

А. А. БАШИЛОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и Л. С. ЧЕРВИНСКАЯ

РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД La^{140} *

Радиоактивному распаду La^{140} посвящено большое число экспериментальных работ.

Впервые этот радиоактивный изотоп был получен Марчем и Сугданом [1] в 1935 г. Его период полураспада определялся в ряде работ [1—5]; наиболее достоверным значением можно считать $40{,}0 \pm 0{,}3$ час [5].

Много работ посвящено исследованию β- и γ-излучений La^{140}. В ранних работах [5, 6] и в работах, выполненных при помощи метода β — γ-совпадений [7, 8], предполагается, что β-спектр простой. Некоторые исследователи [9, 10], исходя из анализа графика Кюри, предполагают, что β-спектр сложный. Но относительно числа компонент β-спектра и их интенсивностей нет совпадающих данных. Энергии γ-линий определялись во многих работах. В большинстве случаев [6, 9—11] были обнаружены γ-линии с энергиями 0,333, 0,505, 0,832 и 1,61 MeV. В работах [12—15] по фотонейтронам и по фотопротонам были обнаружены более жесткие γ-линии. В работах Корка с сотрудниками [16, 17] при помощи спектрометра с фотографической регистрацией и сильного источника было обнаружено большое число γ-линий, которые не были замечены в других работах.

Общий вид электронного спектра La^{140} дается лишь в одной работе [10]. Не выяснены относительные интенсивности конверсионных линий. Поэтому дальнейшее изучение распада La^{140} представляет интерес.

В настоящей работе радиоактивный распад La^{140} изучался при помощи кэтрона [18]—спектрометра с неоднородным магнитным полем и улучшенной фокусировкой. Регистрация электронов производилась счетчиком. Окно счетчика закрывалось коллодиевой пленкой с поверхностной плотностью $\sim 0{,}25$ мг см$^{-2}$.

Таблица 1

Энергии и относительные интенсивности конверсионных линий La^{140}

№ п/п	Энергии конверсионных линий, MeV	Происхождение линий	Относительные интенсивности конверсионных линий, %	$n_e \cdot 100$	Энергии γ-переходов, MeV
1	0,290±0,002	K_1	100	1,07 ±0,10	0,331±0,002 (1–3)
2	0,324±0,002	L_1	14±1	0,15 ±0,02	
3	0,330±0,002	M_1	6±1	0,07 ±0,01	
4	0,446±0,002	K_2	32±3	0,34 ±0,03	0,486±0,003 (4–6)
5	0,482±0,002	L_2	8±1	0,08 ±0,01	
6	0,487±0,002	M_2	3,7±0,7	0,04 ±0,01	
7	0,771±0,003	K_3	10±1	0,10 ±0,02	0,810±0,003
8	1,561±0,010	K_4	11±1	0,12 ±0,02	1,601±0,010 (8–9)
9	1,600±0,010	L_4	2,0±0,5	0,020±0,005	

* Доложено на Совещании в АН СССР 14 февраля 1952 г.

Для того чтобы убедиться в том, что в препарате не имелось никаких адиоактивных примесей, мы измеряли его период полураспада. По ашим измерениям, период полураспада La^{140} оказался равным 40,5 ± ± 0,6 час.

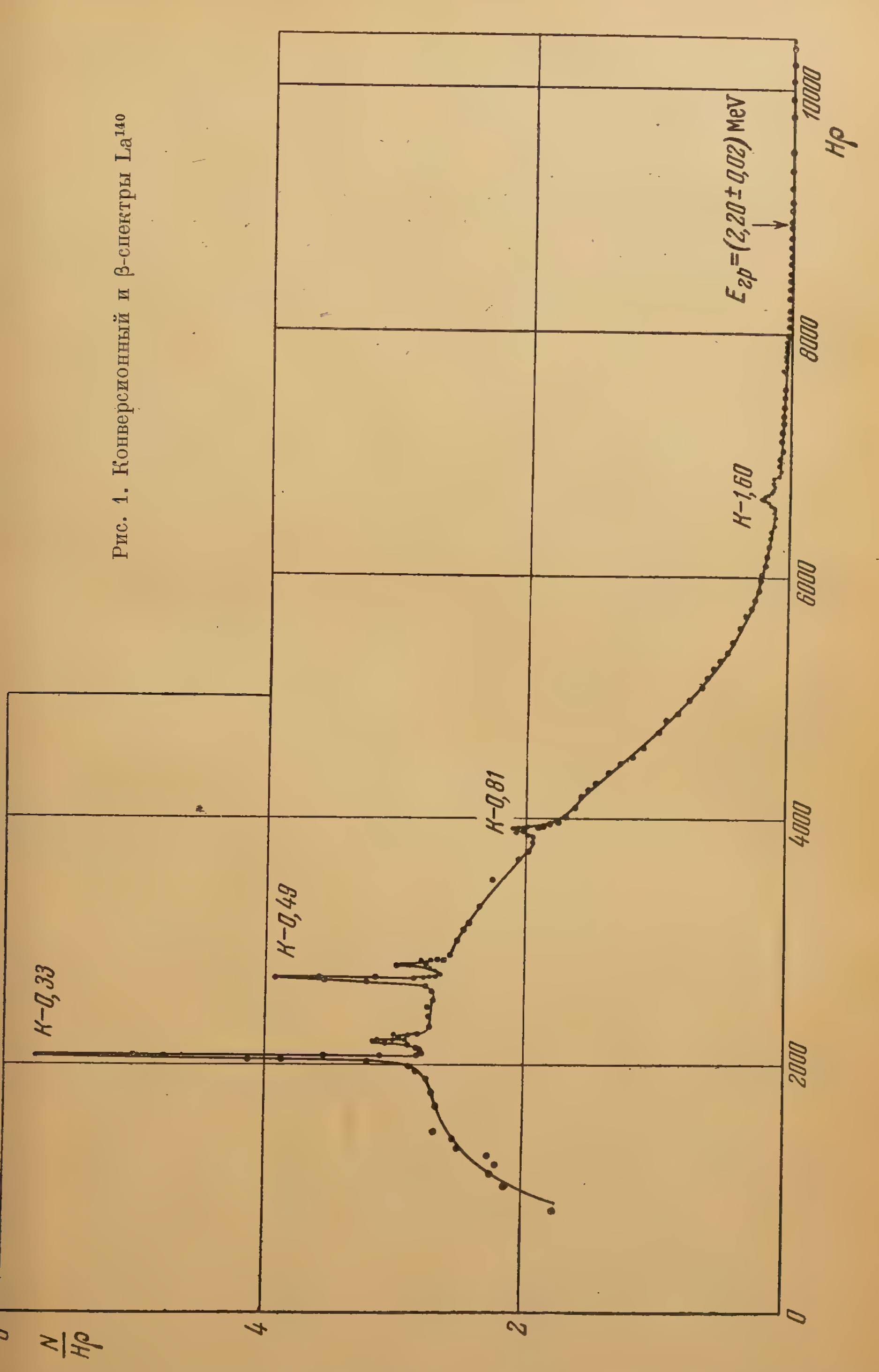


Рис. 1. Конверсионный и β-спектры La^{140}

Были произведены три серии измерений с источниками, имеющими верхностные плотности 5,7 мг см$^{-2}$, 3,7 мг см$^{-2}$ и ~1 мг см$^{-2}$. Общий д конверсионного спектра La^{140} изображен на рис. 1. Энергии и отно-

сительные интенсивности конверсионных линий, измеренные в настоящей работе, приведены в табл. 1.

Конверсионные линии малой интенсивности, замеченные в работе Корка с сотрудниками, нами не изучались из-за недостаточной активности препарата.

В этой же табл. 1 приведены отношения числа конверсионных электронов данной линии к числу всех вылетевших из ядра β-частиц; они обозначены как n_e.

Числа n_e определялись как отношения площадей данной конверсионной линии и β-спектра.

Разности энергий *K—L* и *L—M* определялись в специальных сериях измерений и лучше всего совпадают с рентгеновскими значениями для Ce; это свидетельствует о том, что β-распад происходит с испусканием отрицательного электрона. Для сравнения в табл. 2 даны значения энергий γ-линий по данным других авторов и данным настоящей работы. Значения относительных интенсивностей даны в скобках.

Таблица 2

Энергии (MeV) и относительные интенсивности (%) γ-линий La^{140}

Осборн и Пикок [9]	Миллер и Кэртис [11]	Ролл и Вилькинсон [6]	Ваттенберг [12]	Бич и др. [10]	Корк и др. [17]	Данная работа
					Восемь γ-линий до 0,3 MeV	
0,333	0,335 (1)	0,335 (2)	—	0,335	0,328	0,331±0,002
—	—	—	—	—	0,431	—
0,505	0,490 (10)	0,490 (5)	—	0,490	0,486	0,486±0,003
—	—	—	—	—	0,751	—
0,832	0,830 (20)	0,870 (10)	—	0,820	0,815	0,810±0,003
—	—	—	—	—	0,926	—
1,61	1,63 (100)	1,65 (77)	—	1,65	1,59	1,60 ±0,010
—	—	—	—	—	1,9	—
2,52	2,3 (5)	2,3 (6)	2,49 ±0,07	2,50	—	—

Таблица 3

Максимальные энергии компонент β-спектра La^{140} и их относительные интенсивности

Авторы	Энергии (MeV) и относительные интенсивности (%)					
Осборн и Пикок [9]	0,40±0,10	0,90±0,03 (20)	—	1,40±0,03 (70)	—	2,12±0,08 (10)
Бич и др. [10]	—	—	—	1,32 (70)	1,67 (20)	2,26 (10)
Данная работа	0,42±0,04 (16±2)	0,86±0,03 (12±2)	1,15±0,03 (20±1)	1,36±0,02 (30±2)	1,62±0,02 (14±1)	2,20±0,02 (8±1)

На рис. 2 изображен график Кюри для β-спектра La^{140} для источни-ов с различными поверхностными плотностями. Только начиная 1,62 MeV до конца спектра, график Кюри прямолинеен. Если предпо-ожить, что β-спектр La^{140} сложный и все компоненты β-спектра имеют орму, соответствующую разрешенным переходам, то можно выделить от-ельные β-спектры и определить их относительные интенсивности.

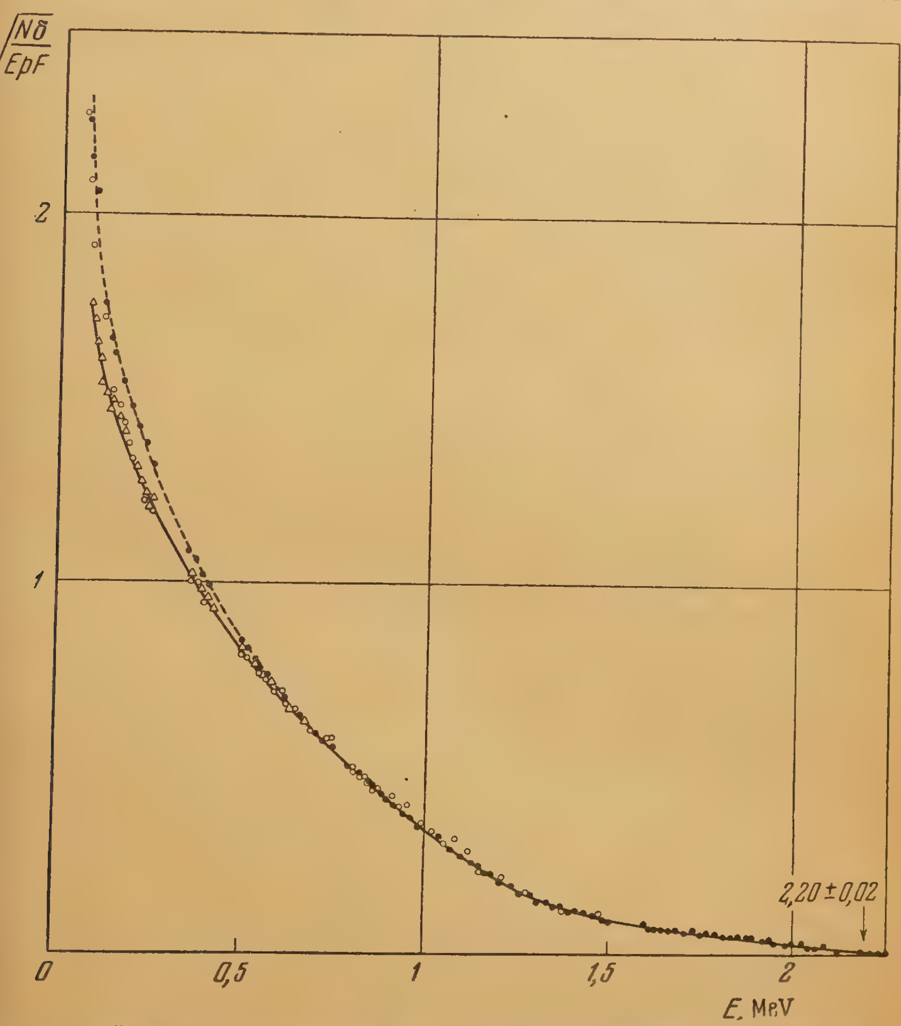


Рис. 2. График Кюри для β-спектра La^{140}. Черные точки соответствуют источнику с поверхностной плотностью $\sigma=5{,}7$ мг см$^{-2}$, светлые кружки — $\sigma=3{,}7$ мг см$^{-2}$ и треугольники — $\sigma\sim 1$ мг см$^{-2}$

табл. 3 приведены границы отдельных β-спектров (в MeV) и относитель-е интенсивности, полученные в данной работе и в работах других торов.

Однако, строго говоря, для проведения такого разложения β-спектра отдельные компоненты нет достаточных оснований, так как спектры гут иметь форму, отвечающую неразрешенным переходам.

Авторы выражают большую благодарность Н. М. Антоньевой, лю-зно оказывавшей им помощь на протяжении всей настоящей работы.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Получена редакцией
30. XI. 1953 г.

Цитированная литература

1. Marsh I. a. Sugden S., Nature, **136**, 102 (1935).
2. Pool M. a. Quill L., Phys. Rev., **53**, 437 (1938).
3. Hahn O. u. Strassman F., Naturwiss., **28**, 543 (1940).
4. Mounce K., Pool M. a. Kurbatov J., Phys. Rev., **61**, 389 (1942).
5. Weimer K., Pool M. a. Kurbatov J., Phys. Rev., **63**, 67 (1943).
6. Rall W. a. Wilkinson R., Phys. Rev., **71**, 321 (1947).
7. Mandeville C. a. Scherb M., Phys. Rev., **73**, 1434 (1948).
8. Mitchell C., Langer M. a. Brown L., Phys. Rev., **71**, 140 (1947).
9. Osborne R. a. Peacock W., Phys. Rev., **69**, 679 (1946).
10. Beach L., Peacock L. a. Wilkinson R., Phys. Rev., **76**, 1624 (1949).
11. Miller L. a. Curtiss L., Phys. Rev., **70**, 983 (1946).
12. Wattenberg A., Phys. Rev., **71**, 140 (1947).
13. Hanson A., Phys. Rev., **75**, 1794 (1949).
14. Bishop C., Wilson R. a. Halban H., Phys. Rev., **77**, 416 (1950).
15. Hamermersh B., Phys. Rev., **80**, 415 (1950).
16. Cork J., Keller H., Rutledge W. a. Stoddard A., Phys. Rev., **76**, 1886 (1949).
17. Cork J., Stoddard A., Le Blanc J., Branyan C., Martin D. a. Childs J., Phys. Rev., **83**, 856 (1951).
18. Джелепов Б. и Башилов А., Изв. АН СССР, Серия физич., **14**, 263 (1950).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XVIII, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

Н. М. АНТОНЬЕВА, А. А. БАШИЛОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и В. И. ОРЛОВ

β-СПЕКТР P^{32} *

Радиоактивный изотоп P^{32} распадается с испусканием β^--частиц и имеет риод полураспада 14,3 дн. Распад его происходит на основной уровень ², и γ-излучения не наблюдается [1].

Для получения P^{32} часто пользуются реакцией S^{32} (n, p) P^{32}. Однако и облучении обычной серы нейтронами может образоваться также P^{33} гласно реакции S^{33} (n, p) P^{33} [2—7]. Так как реакция S^{32} (n, p) эндо-рмична, а реакция S^{33} (n, p) экзотермична, относительная вероят-сть их сильно зависит от спектра нейтронов: чем больше медленных ней-онов, тем больше должно быть и отношение P^{33}/P^{32}. Если же нейтроны ладают энергией меньше 0,97 MeV, то, кроме P^{33}, других изотопов фос-ра не образуется. В условиях облучения, осуществленного в работе], начальное отношение P^{33}/P^{32} составляло 2,5%, в условиях облуче-я, осуществленного в работах [2] и [3], оно было, повидимому, значи-льно меньше. При получении P^{32} по реакции P^{31} (n,γ) P^{33} изотоп P^{33} мог образоваться в результате двукратного захвата нейтронов ядром P^{31}. днако, судя по данным Йенсена и сотрудников [4], даже при очень боль-ой интенсивности потока нейтронов не образуется заметного количе-ва P^{33}. Изотоп P^{33} имеет границу β-спектра ∼0,26 MeV и период по-распада ∼25 дн. Присутствие P^{33} в препарате заметно искажает форму пектра P^{32} в области малых энергий, как это показано рядом авторов —4]. Вероятно, этим объясняется наличие разногласий относительно рмы β-спектра P^{32}. Ряд авторов [2—4] отметил избыток электронов области до 200 keV; другие [8, 9] утверждали, что β-спектр P^{32} следует рмуле Ферми от 100 keV до границы (график Кюри прямолинеен в этой ласти).

Мы изучали форму β-спектра P^{32}, получавшегося по реакции

$$P^{31}(n, \gamma)P^{32}.$$

мерения периода полураспада препаратов радиоактивного фосфора, оизведенные нами спустя несколько месяцев после снятия β-спектра, казали, что P^{33} в нашем источнике практически не содержалось.

Измерения β-спектра производились при помощи магнитного спектро-тра с высокой разрешающей способностью (0,5%) — кэтрона [10] и и помощи обычного спектрометра с полукруговой фокусировкой в од-родном магнитном поле с разрешающей способностью 1,5 %. Исследо-ния производились с иточником, имевшим поверхностную плотность тивного вещества $< 0,05$ мг см$^{-2}$; вещество наносилось на органическую енку с поверхностной плотностью $< 0,1$ мг см$^{-2}$. Пленка на окошке етчика в кэтроне пропускала электроны с энергией $\geqslant 8$ keV. Поправка поглощение в пленке для электронов с энергией, превышающей keV, была меньше 3%. На рисунке представлен график Кюри для β-спек-а P^{32}, измеренного нами при помощи кэтрона. Как видно из рисунка, афик прямолинеен до 60 keV.

Таким образом, можно, повидимому, считать установленным, что β-ектр P^{32} имеет форму, соответствующую разрешенным переходам вплоть

* Доложено на Совещании в АН СССР 14 февраля 1952 г.

до малых энергий. Этот результат представляет интерес в связи с тем, что данное β-превращение является запрещенным по l ($\Delta l = 2$, $\Delta I = 1$) и имеет высокое значение fT: $\lg (fT) = 7,9$.

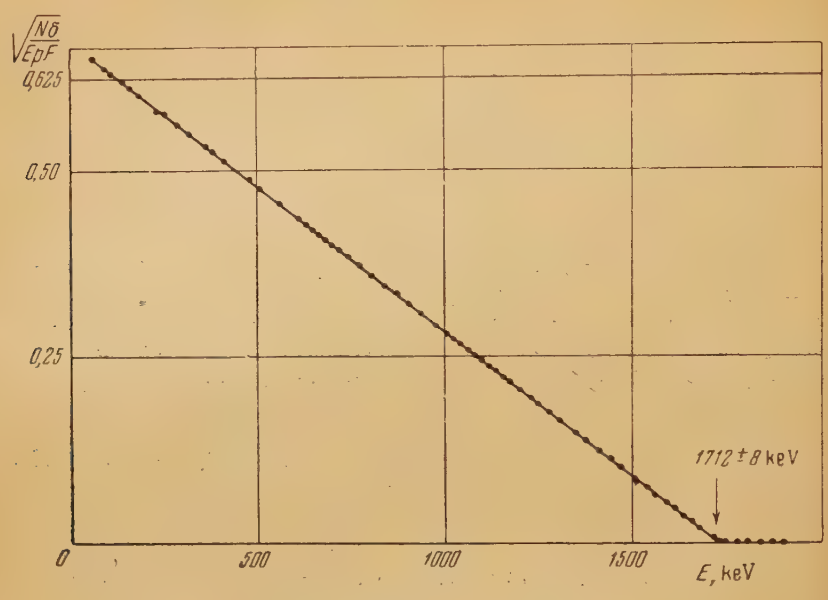


График Кюри для β-спектра P^{32}

Граничная энергия β-спектра P^{32}, по измерениям различных авторов

Автор	Год	$E_{гр}$, keV	Автор	Год	$E_{гр}$, keV
Зигбан [8]	1946	1712±8	Варшоу, Чен и Апплетон [3]	1950	1708±8
Лангер и Прайс [9] . .	1949	1693±10	Йенсен, Никольс, Клемент и Пом [4] . . .	1952	1704±8
Агню [2]	1950	1718	Данная работа	1952	1712±8

Значение верхней границы β-спектра P^{32}, по нашим измерениям, равно

$$E_{гр} = 1712 \pm 8 \text{ keV}.$$

В таблице сравниваются данные различных авторов о границе β-спектра P^{32}.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Получена редакцией
30. XI. 1953 г.

Цитированная литература

1. Селинов И. П., Атомные ядра и ядерные превращения.— ГИТТЛ, М.-Л., 1951.
2. Agnew H., Phys. Rev., **77**, 655 (1950).
3. Warshaw S., Chen J. a. Appleton G., Phys. Rev., **80**, 288 (1950).
4. Jensen E., Nichols R., Clement J. a. Pohm A., Phys. Rev., 85, 112 (1952).
5. Sheline R., Holtzman R. a. Fan C., Phys. Rev., **83**, 215 (1951).
6. Sheline R., Holtzman R. a. Fan C., Phys. Rev., **83**, 819 (1951).
7. Westermark T., Phys. Rev., **88**, 573 (1952).
8. Siegbahn K., Phys. Rev., **70**, 127 (1946).
9. Langer L. a. Price H., Phys. Rev., **76**, 186, 641 (1949).
10. Джелепов Б. С. и Башилов А. А., Изв. АН СССР, Серия физич., **14**, 263 (1950).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

. XVIII, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ

РОЛЬ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДАХ γ-СПЕКТРОСКОПИИ *

Для исследования γ-спектров часто применяются методы, в которых ізмеряются энергии фотоэлектронов, электронов отдачи или парных лектронов, созданных изучаемыми γ-квантами. Во всех этих случаях лектроны зарождаются в толще некоторой мишени и претерпевают в ней іногократное рассеяние до выхода в магнитный спектрометр. При этом ни выходят уже не с теми распределениями по углам и энергиям, какими были созданы. Искажение этих исходных распределений скаывается на форме и относительных интенсивностях линий, наблюдавпихся в спектрометрах.

Цель настоящего доклада — установить пути количественного учета іскажений, вносимых многократным рассеянием электронов.

ЛЕТОД РАСЧЕТА ИСКАЖЕНИЯ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ, ОБУСЛОВЛЕННОГО МНОГОКРАТНЫМ РАССЕЯНИЕМ

1. Исходные формулы теории многократного рассеяния

Для того чтобы оценить влияние многократного рассеяния электроюв, мы будем пользоваться теорией Вильямса [1, 2].

Эта теория была проверена на опыте Л. Кульчицким, Г. Латышевым А. Андриевским [3, 4], которые нашли, что при рассеянии быстрых лектронов в столь легких элементах, как бериллий и углерод, расчеты, снованные на теории Вильямса, оказываются правильными в пределах %. Это является достаточным основанием для того, чтобы пользоваться той теорией при рассмотрении опытов с выбиванием электронов отдачи з тонких пленок легких веществ.

Рассеяние быстрых электронов в очень тяжелых веществах, например свинце, оказывается несколько меньшим, чем это следует по теории Вильямса. Соответствующая поправка ($\sim$10,6 % для среднего угла ассеяния в свинце) внесена при обсуждении опытов с выбиванием отоэлектронов.

В основе теории Вильямса лежат следующие представления.

Если на плоскопараллельную пластинку (мишень) перпендикулярно е поверхности падает параллельный пучок электронов, то после мишени лектроны образуют расходящийся пучок. Угловое распределение для того пучка описывается различными формулами в трех разных интералах углов.

1) Внутри конуса с углом φ_2 (рис. 1) плотность углового распредеения, т. е. число электронов, рассеянных на угол α, рассчитанное на

* Доложено на Совещании в АН СССР 20 февраля 1953 г.

единицу телесного угла, следует гауссовскому закону отклонений и описывается формулой:

$$P_{\text{Гаусс}}(\alpha) = P_0 e^{-a\alpha^2}, \qquad (1)$$

где a — постоянная, зависящая от толщины и материала мишени и от энергии электронов, а P_0 — нормирующий множитель (см. стр. 99). Вычисленный по этой формуле средний квадратичный угол рассеяния α_0 равен $\frac{1}{\sqrt{2a}}$, а угловая ширина распределения на половине высоты

$$\psi_0 = 2\sqrt{2 \ln 2}\, \alpha_0 = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{a}}.$$

2) Рассеяние на углы, бо̀льшие чем $2\varphi_2$, практически является однократным и подчиняется формуле Мотта:

$$P_{\text{Мотт}}(\alpha) = NK^2 F_{\text{а}} F_{\text{я}} \left(\frac{1}{\sin^4 \frac{\alpha}{2}} - \frac{\beta^2}{\sin^2 \frac{\alpha}{2}} + \pi\beta\alpha' Z \frac{1 - \sin \frac{\alpha}{2}}{\sin^3 \frac{\alpha}{2}} \right), \qquad (2)$$

где N — число падающих электронов, $P_{\text{Мотт}}(\alpha)$ — число электронов, однократно рассеянных на угол α, в расчете на единицу телесного угла, K^2 — множитель, зависящий от энергии электронов, толщины и материала мишени:

$$K^2 = \frac{ndZ^2 e^4 (1-\beta^2)}{4 m_0^2 c^4 \beta^2}, \qquad (3)$$

где n — число ядер в 1 см^3 мишени, d — толщина мишени, Z — атомный номер рассеивающих ядер, e, m_0 и v — заряд, масса и скорость электрона,

$$\beta = \frac{v}{c},$$

$$\alpha' = 2\pi \frac{e^2}{hc} \approx \frac{1}{137},$$

$F_{\text{а}}$ — множитель, учитывающий экранирование электрического поля ядра атомными электронами, $F_{\text{я}}$ — множитель, учитывающий отклонение электрического поля внутри ядра от вытекающего из закона Кулона.

Рис. 1. Три области углов при рассеянии частиц в мишени: *1* — гауссовское распределение, *2* — смешанное распределение, *3* — область однократного рассеяния

3) В интервале углов от φ_2 до $2\varphi_2$ гауссовское и однократное рассеяние накладываются друг на друга и расчеты усложняются.

Уточненные расчеты, произведенные Вильямсом во второй работе [2], подтвердили целесообразность такого разделения углов на три интервала.

Теория Вильямса указывает способ вычисления постоянных φ_2 и a при некоторых упрощающих предположениях:

а) в формуле Мотта (2) сохраняется только первый, рёзерфордовский, член; принимается $F_{\text{а}} = F_{\text{я}} = 1$;

б) рассеивающая мишень предполагается настолько тонкой, что углы … и α_0 оказываются малыми (α_0^2 предполагается малым по сравнению … единицей, α_0 здесь в радианах), в то же время мишень предполагается …остаточно толстой для того, чтобы в ней могло произойти несколько …сятков столкновений (величина M в приведенной дальше формуле (5) …лжна быть больше 10, см. [2]);

в) ионизационные и прочие потери энергии электронов во время про…ождения ими через мишень принимаются настолько малыми, что этими …терями можно пренебречь.

В задачах, которые мы будем дальше рассматривать, эти условия …чти всегда выполняются (случаи, где они не выполняются, специально …оворены).

Вильямс указывает следующую цепь вычислений, приводящих после …ределения промежуточных величин δ, M, $\overline{\alpha_1}$ и $\overline{\alpha}$ к величинам φ_2 и α_0.

Пусть $Z_э$ — эффективный атомный номер атомов мишени, равный …$^2 + Z)^{1/2}$ в случае однородной мишени, A — атомный вес мишени, … — поверхностная плотность мишени (г см$^{-2}$), W — полная энергия элек…она (MeV), $\beta = v/c$, N_0 — число Авогадро.

Тогда

$$\delta = 6 \cdot 10^{-4} e N_0^{1/2} Z_э \left(\frac{\sigma}{A}\right)^{1/2} \frac{1}{W\beta^2} \text{ радиан} = 12{,}8\, Z_э \left(\frac{\sigma}{A}\right)^{1/2} \frac{1}{W\beta^2} \text{ град}, \quad (4)$$

$$M = 1847\, Z_э^{4/3} (\sigma / A) \frac{1}{\beta^2}, \quad (5)$$

$$\overline{\alpha_1} = (\ln M)^{1/2}, \quad (6)$$

$$\varphi_2 = 5{,}1\ \overline{\alpha_1} - 4{,}0, \quad (7)$$

$$\overline{\alpha} = 0{,}80\ \overline{\alpha_1} + 1{,}45. \quad (8)$$

Величины $\overline{\alpha_1}$, φ_2 и $\overline{\alpha}$ получаются по формулам (6—8) в единицах δ; …ачения $\overline{\alpha}$ и φ_2 в таком виде подставляются в формулу:

$$\alpha_0 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\overline{\alpha} - \pi / \varphi_2}{1 - \pi / 2\varphi_2^2} \cdot \delta; \quad (9)$$

$$a = \frac{1}{2\alpha_0^2}. \quad (10)$$

В табл. 1 для примера приведены вычисленные по этим формулам …чения φ_2, α_0 и a для целлофановых пленок трех поверхностных …отностей и для бериллия; эти значения использованы дальше в зада… о рассеянии электронов отдачи.

Данные для свинцовой мишени с поверхностной плотностью 18,5 мг см$^{-2}$ …иведены ниже в табл. 5 (стр. 114).

В задачах о рассеянии фотоэлектронов и электронов отдачи, которые … будем дальше рассматривать, основной интерес представляет случай, …гда рассеивающие мишени настолько тонки, что они только искажают …рвоначальное угловое распределение электронов, но не размывают его …всем. Мы ограничимся углами рассеяния, не превышающими $\pm 20°$ …$\leqslant 20°$) (это область толщин и энергий, которая обведена жирной линией …абл. 1 и 5); только в параграфе 10 нами рассматриваются бо́льшие α_0. При …м в интервале углов $0 \div \varphi_2$ (углы φ_2 указаны в табл. 1) рассеяние …сывается простой гауссовской формулой (1), заимствующей из теории …ько значение постоянной a. За пределами φ_2 интенсивность рассеяния …ет больше, чем вытекает из гауссовского закона, за счет добавки

Таблица 1

Многократное рассеяние электронов в тонких слоях клетчатки и бериллия

Энергия электронов, keV	Клетчатка 1,88 мг $см^{-2}$ (~15μ)			Клетчатка 6,15 мг $см^{-2}$ (~50μ)			Клетчатка 24,42 мг $см^{-2}$ (~200μ)			Бериллий 70 мг $см^{-2}$ (~380 μ)		
	φ_2, град	α_0, град	a, $рад^{-2}$	φ_2, град	α_0, град	a, $рад^{-2}$	φ_2, град	α_0, град	a, $рад^{-2}$	φ_2, град	α_0, град	a, $рад^{-2}$
200	10,5	7,66	27,8	29,75	17,55	5,31	79,8	40,4	1,01	15	55,9	0,55
400	4,63	3,69	120	14,78	9,14	19,5	41,2	21,5	3,54	60,1	29,4	1,93
600	2,96	2,44	274	10,08	6,37	40,6	28,7	15,2	7,10	42,0	20,7	3,79
800	2,18	1,82	491	7,71	4,95	66,6	22,2	11,8	11,7	32,6	16,2	6,20
1000	1,74	1,47	760	6,31	4,08	98,0	18,3	9,80	17,0	26,9	13,4	9,06
1500	1,17	0,99	1660	4,29	2,87	198	12,9	6,94	34,2	19,0	9,53	18,0
2000	0,89	0,75	2870	3,40	2,32	326	10,0	5,40	56,0	14,8	7,41	29,7
2500	0,72	0,61	4390	2,78	1,83	488	8,22	4,44	82,2	12,2	6,11	43,8
3000	0,61	0,51	6220	2,26	1,56	675	6,98	3,78	115	10,3	5,19	60,5
4000	0,46	0,39	10700	1,81	1,20	133	5,36	2,91	192	7,93	3,99	102,3

однократного рассеяния; однако по абсолютной величине интенсивность за пределами угла φ_2 очень мала.

В этом докладе мы будем рассматривать только «гауссовскую» область.

2. Рассеяние параллельного пучка электронов при прохождении через мишень

Пусть узкий параллельный пучок монохроматических электронов падает по нормали на тонкую пластинку (рис. 2, *а*). Рассмотрим угловое распределение рассеянных электронов за пластинкой.

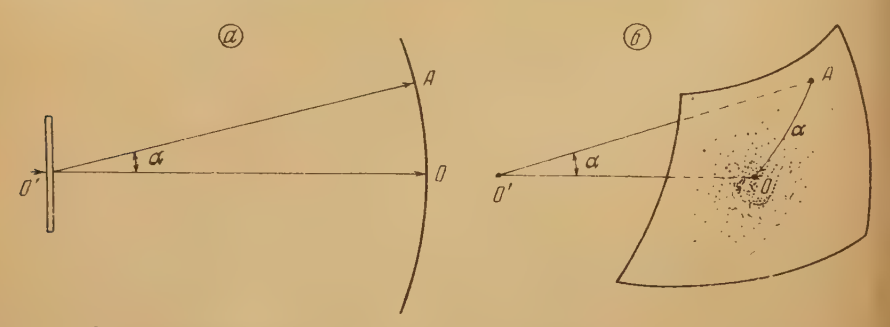


Рис. 2. Сферический экран, на котором рассматривается картина рассеяния: *а* — разрез плоскостью, проходящей через ось пучка, *б* — пространственное изображение части сферического экрана

Если бы за пластинкой был расположен сферический экран с центром в точке рассеяния, то на нем можно было бы наблюдать картину рассеяния. На рис. 2, *б* изображена часть такого экрана. Точка *O* соответствует первичному пучку, точка *A* — электрону, рассеянному на угол α. Угловое распределение рассеянных электронов на рис. 2, *б* условно изображено густотой расположения точек, которая пропорциональна значениям функции $P(\alpha)$, введенной в предыдущем параграфе. При небольших углах α $P(\alpha)$ выражается функцией гауссовского типа (1), а при больших углах — быстро убывающим однократным рассеянием (формула (2)).

Мы будем рассматривать такие рассеивающие слои, в которых на одно-ратное рассеяние приходится малая доля частиц, а почти все приходится а гауссовскую область. При этом следовало бы приравнять

$$\int_0^\infty P(\alpha)\, 2\pi \sin\alpha\, d\alpha = N \tag{11}$$

отсюда определить нормирующий множитель P_0. Если, однако, рассея-ие не велико и подавляющая масса частиц сосредоточена в малых углах α, о можно заменить $\sin\alpha$ на α и ограничиться интегрированием только до π.

Тогда:

$$N = \int_0^\pi P(\alpha)\cdot 2\pi\cdot \alpha d\alpha = 2\pi P_0 \int_0^\pi e^{-a\alpha^2}\alpha d\alpha =$$

$$= \frac{\pi P_0}{a}\int_0^{a\pi^2} e^{-x}\, dx = \frac{\pi P_0}{a}\left(1 - e^{-a\pi^2}\right),$$

ткуда:

$$P_0 = \frac{Na}{\pi}\left(1 - e^{-a\pi^2}\right)^{-1}.$$

тоящая в скобках величина $e^{-a\pi^2} = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\pi}{\alpha_0}\right)^2}$ обычно очень мала, так как редний квадратичный угол рассеяния много меньше π (обычно α_0 не ревышает 20°), и, следовательно, $\frac{1}{2}\left(\frac{\pi}{\alpha_0}\right)^2 > 40$. Поэтому можно величиной $e^{-a\pi^2}$ пренебречь.

Итак, для параллельного пучка, проходящего через очень тонкую ишень, можно принять

$$P_1(\alpha) = N\frac{a}{\pi}e^{-a\alpha^2}. \tag{12}$$

сли углы α не настолько малы, чтобы можно было заменить $\sin\alpha$ на α, нужно численным интегрированием, при соответствующем данной даче a, найти интеграл:

$$\xi(a) = \int_0^\infty e^{-a\alpha^2}\sin\alpha\, d\alpha \tag{12'}$$

приравнять

$$P_0 = \frac{N}{2\pi\xi(a)}.$$

3. Рассеяние кольцевого пучка электронов при прохождении через мишень

Пусть теперь первичный пучок электронов имеет вид бесконечного кого полого конуса с углом θ и вершиной, лежащей на передней стороне шени.

Имея в виду применение наших формул к фотоэлектронам и электро-м отдачи, мы не будем ограничивать себя областью малых углов θ, храняя, однако, условие $\alpha_0 < 20°$.

Картину рассеяния мы будем рассматривать на сферическом экране с нтром в вершине конуса (рис. 2). На таком экране наш кольцевой чок оставил бы след в виде бесконечно узкого кольца (рис. 3), с ради-ом θ (отсчитанным в угловой мере по экрану).

Рассмотрим, как будет изменятся это кольцо при наличии рассеяния.

Пусть электрон, летевший под углом θ к оси, рассеется на угол φ и после рассеяния образует с осью угол α.

Три дуги θ, φ и α, находящиеся на сферическом экране, образуют сферический треугольник, изображенный на рис. 3.

Плотность углового распределения в точке A, возникшая в результате рассеяния электронов со всех частей начального кольца, выразится интегралом:

$$P_2(\alpha) = \int_0^{2\pi} \frac{P_0}{2\pi} e^{-a_\theta \varphi^2} d\beta = \frac{P_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-a_0 \varphi^2} d\beta, \tag{13}$$

где P_0 — нормирующий множитель, a_θ — постоянная рассеяния для той толщины мишени, которую приходится проходить электронам, идущим под углом θ к нормали; в первом приближении $a_\theta = a_0 \cos\theta$, где a_0 соответствует прохождению частиц через мишень по нормали к ней (прежнее a). Более точно a_θ можно вычислить по формулам (4)—(10), полагая $\sigma_\theta = \sigma / \cos\theta$.

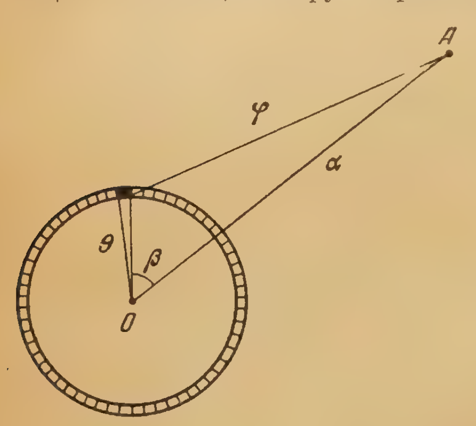


Рис. 3. Обозначения к выводу формул (13)—(17); три дуги θ, α и φ, образующие сферический треугольник

В формуле (13) $\frac{P_0}{N} e^{-a_\theta \varphi^2}$ — вероятность рассеяния на угол φ, β — угол между касательными к дугам α и θ.

Для вычисления интеграла, входящего в $P_2(\alpha)$, мы должны выразить φ через α, θ и β.

Соответствующая формула сферической тригонометрии имеет вид:

$$\cos\varphi = \cos\alpha\cos\theta + \sin\alpha\sin\theta\cos\beta. \tag{14}$$

Для удобства дальнейших расчетов мы заменим эту формулу приближенной.

Для углов не свыше 60° можно полагать

$$\cos\varphi = 1 - \frac{1}{2}\varphi^2 + \frac{1}{24}\varphi^4. \tag{15}$$

Ошибка, которая при этом делается, меньше 2%. Так как в интересующих нас приложениях углы φ не превосходят 20°, а α и θ не превосходят 60°, мы можем написать:

$$1 - \frac{1}{2}\varphi^2 + \frac{1}{24}\varphi^4 = \left(1 - \frac{1}{2}\alpha^2 + \frac{1}{24}\alpha^4\right)\left(1 - \frac{1}{2}\theta^2 + \frac{1}{24}\theta^4\right) + \\ + \left(\alpha - \frac{1}{6}\alpha^3\right)\left(\theta - \frac{1}{6}\theta^3\right)\cos\beta,$$

или, сохраняя степени не выше 4-й по α и θ:

$$\varphi^2 = \alpha^2 + \theta^2 - 2\alpha\theta\cos\beta - \frac{1}{3}\alpha^2\theta^2\sin^2\beta. \tag{16}$$

Если отбросить последний член, получается обычная формула для плоского треугольника. Вплоть до α или θ, равных 60° (α и $\theta \sim 1$ радиан), формулы (14) и (16) нигде не расходятся более чем на 2,3 %.

Интеграл (13) можно теперь переписать так:

$$P_2(\alpha) = \frac{P_0}{2\pi} e^{a_\theta(\alpha^2+\theta^2)} \int_0^{2\pi} e^{2a_\theta\alpha\theta \cos\beta + \frac{1}{3} a_\theta\alpha^2\theta^2 \sin^2\beta} d\beta. \quad (17)$$

Необходимо, таким образом, вычислить интеграл

$$\int_0^{2\pi} e^{A\cos\beta + B\sin^2\beta} d\beta, \quad (18)$$

где

$$A = 2a_\theta\alpha\theta \quad \text{и} \quad B = \frac{1}{3} a_\theta \alpha^2\theta^2.$$

Постоянная B содержит более высокие степени α и θ, чем A; так как мы условились рассматривать только область $\alpha < 1$ и $\theta < 1$, то в наших задачах $B < A$, и второй множитель в интеграле можно рассматривать как поправку:

$$\int_0^{2\pi} e^{A\cos\beta + B\sin^2\beta} d\beta =$$

$$= L(A,\ B) \int_0^{2\pi} e^{A\cos\beta} d\beta, \quad (19)$$

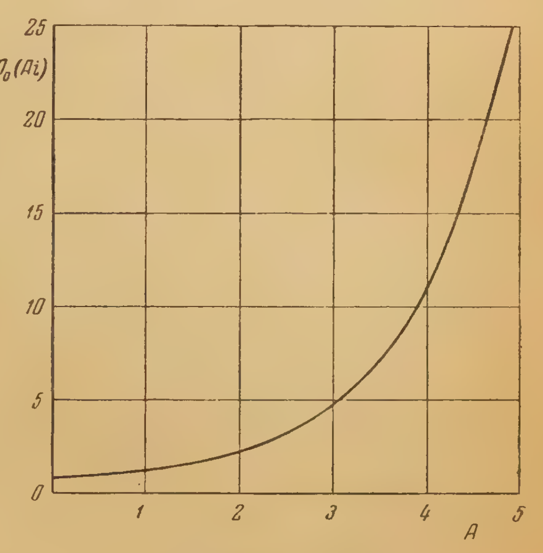


Рис. 4. Зависимость $J_0(Ai)$ от A

причем при малых α и θ, и, следовательно, $B \ll A$, L близко к 1, но несколько больше ее. Приближенное значение L можно получить, вынеся из-под интеграла среднее значение всегда положительной величины $e^{B\sin^2\beta}$:

$$L \approx 1 + \frac{1}{2} B \approx 1 + \frac{1}{6} a_\theta \alpha^2\theta^2.$$

Когда α и θ не малы, L может существенно отличаться от 1. Таблица значений $L(A,\ B)$ для этого случая дана ниже (табл. 3, стр. 110).

Задача сводится, таким образом, к вычислению интеграла

$$J(A) = \int_0^{2\pi} e^{A\cos\beta} d\beta. \quad (20)$$

Этот интеграл равен $2\pi J_0(Ai)$, где J_0 — бесселева функция нулевого порядка от чисто мнимого аргумента. На рис. 4 изображена зависимость $J_0(Ai)$ от A.

Подставляя $J(A)$ в выражение (17) для $P_2(\alpha)$, получим окончательное выражение для $P_2(\alpha)$:

$$P_2(\alpha) = P_0 L(A,\ B) e^{-a_\theta(\alpha^2+\theta^2)} J_0(2a_\theta\alpha\theta i). \quad (21)$$

Множитель P_0 должен быть подобран таким, чтобы

$$\int_0^{\infty} P_2(\alpha)\, 2\pi \sin\alpha\, d\alpha = N.$$

Если все рассеяние сосредоточено в малых углах, то $L(A, B) \approx 1$, $\sin\alpha \approx \alpha$, и тогда $P_0 = \frac{N}{\pi} a_\theta$.

Рассмотрим выражение (21) в предельных случаях.

1) Если рассеяние мало, то a очень велико и, следовательно, велико A в формуле (20). При больших A можно воспользоваться асимптотическим выражением бесселевой функции нулевого порядка от мнимого аргумента:

$$J_0(Ai) = \frac{e^A}{\sqrt{2\pi A}}\left(1 + \frac{0{,}125}{A} + \frac{0{,}0703}{A^2} + \frac{0{,}073}{A^3} + \ldots\right).$$

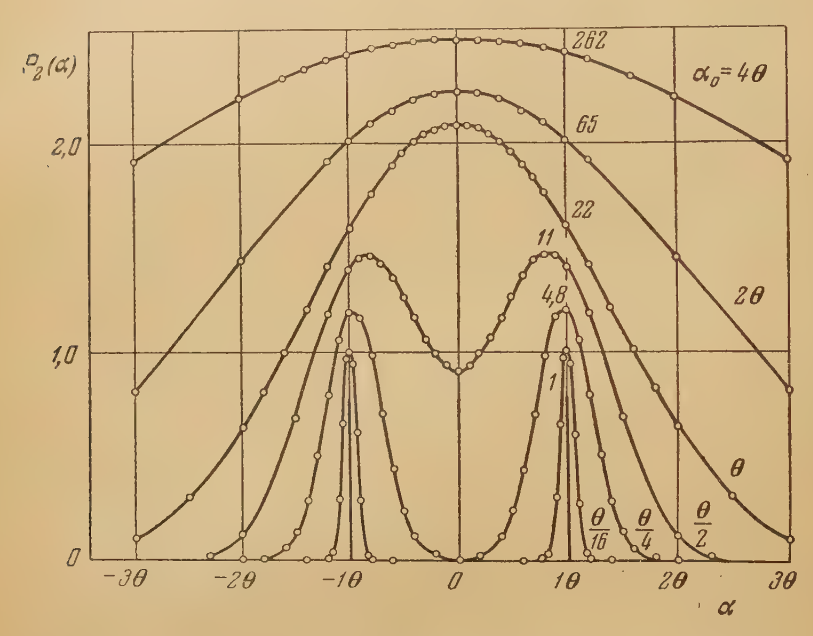


Рис. 5. Постепенное размытие из-за рассеяния первоначально бесконечно узкого конуса с углом θ между образующей и осью. Кривые относятся к мишеням разной толщины, имеющим различную величину среднего квадратного угла рассеяния α_0; интегралы $\int_0^\infty P(\alpha)\sin\alpha\, d\alpha$ пропорциональны числам, напечатанным около кривых. При увеличении рассеяния максимум постепенно смещается от $\alpha = \theta$ в сторону меньших α и при $\alpha_0 \gg \theta$ максимум лежит при $\alpha = 0$

Это дает:

$$P_3(\alpha) = \frac{N}{\pi} a_\theta L e^{-a_\theta(\alpha^2+\theta^2)} e^{2a_\theta\alpha\theta} (4\pi a_\theta \alpha\theta)^{-1/2} =$$

$$= e^{-a_\theta(\alpha-\theta)^2} \cdot \frac{NL}{2\pi} \sqrt{\frac{a_\theta}{\pi\alpha\theta}}. \qquad (22)$$

Основным, определяющим, является первый множитель этого выражения. При больших a_θ $P_3(\alpha)$ практически отлично от нуля только тогда, когда α близко к θ. Таким образом, в этом случае, как и следовало ожидать, размытие кольца мало и имеет гауссовский характер: закон спадания при удалении от кольца почти такой же, как при удалении от точки (параграф 2), только вместо a_0 здесь стоит a_θ.

2) Если рассеяние велико, то a_θ и, соответственно, A очень малы. Бесселеву функцию при этом можно разложить в ряд:

$$J_0(Ai) = 1 + \frac{1}{4}A^2 + \ldots \qquad (24)$$

Iри этом

$$P_4(\alpha) = \frac{N}{\pi} a_\theta L e^{-a_\theta(\alpha^2+\theta^2)}(1 + a_\theta^2 \alpha^2 \theta^2). \qquad (25)$$

Вдали от кольца, при $\alpha \gg 0$ $P_4(\alpha)$ убывает по тому же закону, как в случае точки ($\sim e^{-a\alpha^2}$), но a заменено a_θ.

Вблизи $\alpha = 0$ «плотность» рассеянных частиц почти постоянна, аибольшее значение она имеет в центре кольца и плавно убывает к ериферии. Величина плотности в центре убывает по мере увеличения ассеяния.

При промежуточных значениях A бесселева функция может быть айдена либо по известным разложениями в ряд либо непосредственно о таблицам [5].

На рис. 5 для иллюстрации изображено постепенное размытие перичного кольца при постепенном увеличении рассеяния. Кривые построены по уравнению (21) и изображены в относительных координатах. Io оси абсцисс отложен угол α в единицах θ, по оси ординат — значения $P_2(\alpha)$ в относительных единицах (L положено равным 1). Кривые ассчитаны для шести разных мишеней, характеризуемых следующими начениями среднего квадратического угла рассеяния: $\alpha_0 = \frac{1}{16}, \frac{1}{4}, \frac{1}{2}$, , 2 и 4θ.

Обращает на себя внимание быстрое заполнение середины «кольца»: же при $\alpha_0 = \theta$ максимум находится в центре и следов от первичного ольца на кривой почти не видно.

4. Искажение углового распределения $N(\theta)$ при прохождении через мишень

Если первичный пучок состоит из монохроматических электронов при входе в мишень описывается угловой плотностью $N(\theta)$ ($N(\theta)$ — исло частиц, приходящихся на единицу телесного угла под углом θ), после рассеяния плотность под углом α должна определяться фор-улой:

$$P_5(\alpha) = \int_0^{\theta_\text{п}} P_2(\alpha) \cdot 2\pi \sin\theta \cdot N(\theta)\, d\theta, \qquad (26)$$

е $\theta_\text{п}$ — полная угловая ширина первичного пучка, а $P_2(\alpha)$ дано фор-улой (21). Подставив $P_2(\alpha)$, получим:

$$P_5(\alpha) = 2N \int_0^{\theta_\text{п}} L(a_\theta, \alpha, \theta)\, e^{-a_\theta(\alpha^2+\theta^2)} J_0(2a_\theta \alpha\theta i) \sin\theta N(\theta)\, d\theta. \qquad (27)$$

Ввиду резкого изменения подинтегральной функции, быстро стремящейся к нулю при увеличении θ, значения плотности $P_5(\alpha)$ под небольшими углами практически не зависят от поведения функции $N(\theta)$ области больших θ от верхнего предела интеграла $\theta_\text{п}$: из далеких глов в область малых почти ничего не доходит. Интересуясь только алыми углами α, можно заменить $\theta_\text{п}$ на ∞ и положить $L(a_\theta, \alpha, \theta) = 1$.

Если мы интересуемся не только малыми углами α, но всем интервалом углов α от 0 до 60°, то нужно пользоваться общей формулой (27).

5. Случай, когда электроны рассеиваются в той же мишени, в которой зарождаются. Строгая формулировка задачи

В предыдущем параграфе мы рассмотрели случай, когда через мишень проходит электронный пучок, характеризуемый начальным угловым распределением $N(\theta)$.

Во многих встречающихся на опыте случаях электроны (фотоэлектроны или электроны отдачи) зарождаются в той же самой мишени, в которой затем рассеиваются. Для этих случаев формулы предыдущего параграфа должны быть изменены.

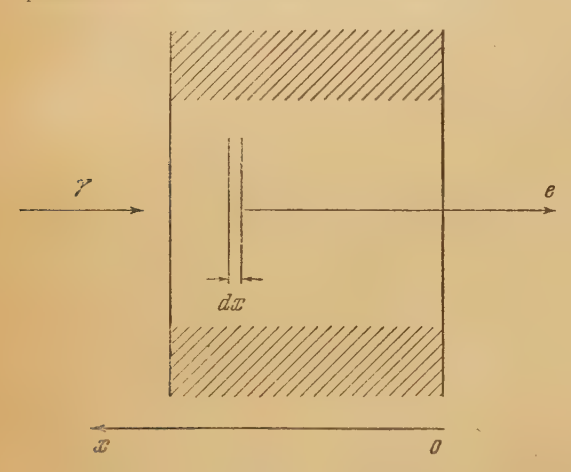


Рис. 6. Обозначения для случая зарождения электронов в мишени

Необходимо учесть, что электронам, зарожденным на разных глубинах, приходится проходить разные толщины и, следовательно, в разной степени подвергаться рассеянию. В этом случае a будет функцией и координаты зарождения электрона x (рис. 6) и первоначального угла вылета θ.

Вместо формулы (21) мы теперь должны написать

$$P_6(\alpha) = N\int_0^t \frac{\xi(a')}{\pi} L(a', \alpha, \theta)\, e^{-a'(\alpha^2+\theta^2)}\, J_0(2a'\alpha\theta i)\, dx, \tag{28}$$

где t — толщина мишени, $a' = a_\theta(x) \approx \frac{c}{x}\cos\theta$ (см. дальше формулу (30′)), (здесь $a_\theta(x)$ — величина, соответствующая прохождению электроном мишени толщиной x под углом θ к нормали; c — постоянная).

Вместо формулы (27) мы должны теперь написать:

$$P_7(\alpha) = 2N\int_0^t dx \int_0^{\theta_\text{п}} L\,\xi(a')\, e^{-a'(\alpha^2+\theta^2)}\, J_0(2a', \alpha\theta i)\sin\theta N(\theta)\, d\theta, \tag{29}$$

или, переменив порядок интегрирования,

$$P_7(\alpha) = 2N\int_0^{\theta_\text{п}} \sin\theta N(\theta)\, d\theta \int_0^t L\,\xi(a')\, e^{-a'(\alpha^2+\theta^2)}\, J_0(2a'\alpha\theta i)\, dx. \tag{30}$$

Формула (30) дает полное решение задачи, но практически мало пригодна.

Отметим прежде всего, что угловые распределения фотоэлектронов и электронов отдачи описываются столь сложными функциями $N(\theta)$, что если бы в (30) удалось произвести интегрирование по x, то окончательное определение $P_7(\alpha)$ все равно потребовало бы численного интегрирования.

Однако интегрирование по x также не удается произвести. Величина a' зависит от x сложным образом, и только в очень грубом приближении можно считать, что

$$a' = \frac{c}{x}\cos\theta. \tag{30'}$$

Но даже в этом приближении, положив $L = 1$ и $\xi(\alpha') = \frac{1}{2a'}$ (формула (12')), мы пришли бы путем подстановки $\frac{1}{x} = y$ к интегралу:

$$I = \int\limits_{\infty}^{1/t} e^{-My} J_0(N\,yi)\frac{dy}{y}, \tag{31}$$

где $M = c\cos\theta(\alpha^2 + \theta^2)$, а $N = 2c\cos\theta\,\alpha\,\theta$, который в общем виде не берется. Таким образом, для точного решения задачи остается только путь численного интегрирования выражения (30).

Мы попытаемся все же получить угловое распределение фотоэлектронов и электронов отдачи приближенным путем. Для этой цели мы предварительно рассмотрим несколько простых задач (параграфы 6 и 7).

6. Рассеяние параллельного пучка электронов, зарождающихся в рассеивающей мишени

Допустим, что мишень из какого-нибудь вещества облучается потоком квантов одной энергии. Электроны отдачи и фотоэлектроны, возникающие в мишени, будут претерпевать многократное рассеяние, прежде чем выйдут из мишени; при этом степень рассеяния будет зависеть от того, на какой глубине в мишени они родились.

Рассмотрим сначала простейший случай: все электроны в момент рождения имеют скорость, направленную перпендикулярно к мишени (см. рис. 2). Рассеяние предположим малым, так что $P_0 = \frac{Na}{\pi}$ (см. формулу (12)). Тогда угловое распределение электронов за мишенью должно описываться формулой, являющейся естественным обобщением формулы (12):

$$P_8(\alpha) = \int\limits_0^t \frac{N_1}{\pi} a(x)\, e^{-a(x)\alpha^2}\,dx, \tag{32}$$

где N — число электронов, рождающихся в единице толщины мишени, t — толщина мишени, $a(x)$ — постоянная в формуле Гаусса, величина которой зависит от толщины x оставшегося слоя мишени (см. формулу (28)). В первом приближении величина a обратно пропорциональна толщине мишени, так как a обратно пропорционально α_0^2, а α_0 приблизительно пропорционально корню из толщины.

Мы можем, таким образом, положить:

$$a(x) \approx \frac{c}{x}. \tag{32'}$$

Следует, однако, помнить, что формула (32') дает только грубое приближение; в действительности a зависит от x более сильно. Из чисел, приведенных в табл. 1, видно, что в интервале толщин $15 \div 200\,\mu$ произведение $x \cdot a(x)$ меняется более чем в 2 раза при энергии электронов 200 KeV и более чем в 4 раза при энергии 4000 keV.

Мы все же будем пользоваться формулой (32) для дальнейших оценок ввиду ее простоты.

Подставляя $a(x)$, мы приводим наш интеграл к виду:

$$P_8(\alpha) = \frac{N_1 c}{\pi} \int_0^t e^{-c\alpha^2/x} \cdot \frac{dx}{x} .$$

Обозначим $1/x = y$ и $1/t = D$; тогда

$$P_8(\alpha) = \frac{N_1 c}{\pi} \int_D^\infty e^{-c\alpha^2 y} \frac{dy}{y} = \frac{N_1 c}{\pi} \int_{c\alpha^2 D}^\infty e^{-z} \frac{dz}{z} =$$

$$= -\frac{N_1 c}{\pi} Ei(-c\alpha^2 D), \tag{33}$$

где Ei означает интегральную показательную функцию. Отметим, что $CD = \frac{c}{t}$ есть a параграфа 2, а $N_1 t = N$. Таким образом, вместо (12) мы получили:

$$P_8(\alpha) = -\frac{Na}{\pi} Ei(-a\alpha^2). \tag{34}$$

Отметим, что при $\alpha = 0$ $Ei(-a\alpha^2) = -\infty$ и, следовательно, $P_8(\alpha)$ обращается в бесконечность. Это обстоятельство связано с тем, что электроны, родившиеся вблизи внешней стороны фольги, почти не рассеиваются и остаются сосредоточенными вблизи $\alpha = 0$. Бесконечная угловая плотность при $\alpha = 0$ не создает, однако, дополнительных затруднений, так как в сколь угодно малом интервале углов от 0 до A число электронов конечно и равно:

$$\int_0^A P_8(\alpha) \cdot 2\pi\alpha \, d\alpha = N \int_9^A Ei(-a\alpha^2) \, d(a\alpha^2) =$$

$$= N \{-aA^2 Ei(-aA^2) + 1 - e^{-aA^2}\} \tag{35}$$

(см. [6]). В частности

$$\int_0^\infty P_8(\alpha) \cdot 2\pi\alpha \cdot d\alpha = -N \int_0^\infty Ei(-a\alpha^2) \, d(-a\alpha^2) =$$

$$= -N \int_0^{-\infty} Ei(z) \, dz \equiv N. \tag{36}$$

7. Рассеяние кольцевого пучка электронов, зарождающихся в рассеивающей мишени

В задаче, рассмотренной в параграфе 3, кольцевой пучок электронов проходил через мишень. Теперь мы предположим, что он зарождается в этой мишени.

По аналогии с формулой (13), используя формулу (34) вместо (12), получаем

$$P_9(\alpha) = -\int_0^{2\pi} \frac{Na}{2\pi^2} Ei(-a\varphi^2) \, d\beta =$$

$$= -\frac{Na}{2\pi^2} \int_0^{2\pi} Ei\left[a\left(\alpha^2 + \theta^2 - 2\alpha\theta\cos\beta - \frac{1}{3}\alpha^2\theta^2\sin^2\beta\right)\right] d\beta. \tag{37}$$

Выразить этот интеграл через элементарные функции, повидимому, нельзя. Поэтому от точного решения следует перейти к приближенному.

В формуле (34) функцию $P_8(\alpha) = -\frac{Na}{\pi} Ei(-a\alpha^2)$ нужно заменить олее простой, пригодной для интегрирования. Учитывая некоторое ходство функций $Ei(-a\alpha^2)$ и $a'e^{-a'\alpha^2}$ при больших α и соответствующем одборе a'/a, можно заменить $P_8(\alpha)$ наиболее подходящим гауссовским аспределением.

Кривые гауссовского типа обычно характеризуют «шириной на полоине высоты», т. е. удвоенным значением независимой переменной, при оторой функция имеет значение, вдвое меньшее, чем в максимуме. Для ауссовского распределения $P(\alpha) \sim e^{-a\alpha^2}$ ширина на половине высоты авна $2\sqrt{\frac{\ln 2}{a}}$.

Мы не можем перенести эту характеристику на новое распределение $_8(\alpha)$: бесконечность при $\alpha = 0$ не позволяет нам характеризовать поучающееся распределение «шириной на половине высоты». Мы будем перь характеризовать угловые распределения углом между образующей осью конуса, внутри которого лежит половина частиц. Для гаусвского распределения новая величина совпадает с половиной прежней ирины:

$$\psi_1 = \sqrt{\frac{\ln 2}{a}} = 0{,}8325 \frac{1}{\sqrt{a}}. \tag{38}$$

Для распределения (34) получается:

$$\psi_2 = q \frac{1}{\sqrt{a}},$$

е q — корень уравнения

$$q^2 Ei(-q^2) + e^{-q^2} - \frac{1}{2} = 0, \tag{39}$$

вный приблизительно 0,5171. Сопоставляя ψ_1 и ψ_2, мы видим, что ψ_2 ньше ψ_1 в 1,61 раза.

Близкую величину дает ориентировочный подсчет: если электроны рождаются в самой фольге, то в среднем им приходится проходить оловину ее толщины; следовательно, эффективное a должно быть в два аза больше, а соответствующее ψ в $\sqrt{2} = 1{,}41$ раза меньше.

Если мы хотим заменить распределение $P_8(\alpha)$ таким гауссовским спределением, у которого полный интеграл такой же, а половина частиц жит внутри того же угла, что у $P_8(\alpha)$, то должны удовлетворить венству:

$$0{,}8325 \frac{1}{\sqrt{a'}} = 0{,}5171 \frac{1}{\sqrt{a}},$$

куда:

$$a' = 2{,}59\, a.$$

Таким образом, гауссовское распределение, эквивалентное (34), имеет д:

$$P_{10}(\alpha) = 2{,}59 \frac{Na}{\pi} e^{-2{,}59 a\alpha^2}. \tag{40}$$

а рис. 7 приведены функции $P_8(\alpha)$ и $P_{10}(\alpha)$, совмещенные так, чтобы ощади под ними совпадали и величины ψ были одинаковы. Они все заметно различаются, что указывает на небольшую точность сделанного иближения.

Замена $P_8(\alpha)$ на $P_{10}(\alpha)$ позволяет сразу решить все поставленные ранее задачи:

1) рассеяние кольцевого пучка в фольге, в которой он зарождается, описывается теперь формулой (21), в которой α увеличено в 2,59 раза и иллюстрируется кривыми такого же вида, как изображенные на рис. 5;

2) расчет рассеяния электронного пучка с любым угловым распределением теперь сводится к простым операциям: начальное угловое распределение нужно разделить на ряд колец, по формуле (21) рассчитать форму каждого кольца после рассеяния и затем все полученные кривые сложить.

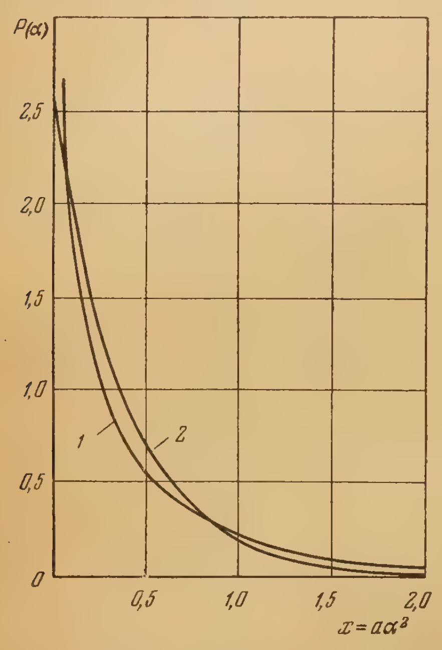


Рис. 7. Кривая *1* — функция $P_8(\alpha) \sim -Ei(-x)$, кривая *2* — функция $P_{10}(\alpha) \sim 2{,}59\, e^{-2{,}59\, x}$. Кривые совмещены так, чтобы площади под ними совпадали и величины ψ были одинаковы

Вычисления чрезвычайно упрощаются при замене $P_8(\alpha)$ на $P_{10}(\alpha)$. Для практических целей такой путь вполне пригоден. Он должен быть подкреплен численными расчетами по точным формулам (29) или (30), хотя бы для отдельных точек.

8. Техника вычислений

Практически вычисления размытия для любого исходного углового распределения сводятся, таким образом, к разделению распределения на кольца и к вычислению $P(\alpha)$ для каждого из колец по формуле (21):

$$P_2(\alpha) = P_0 \cdot L(a, \alpha, \theta)\, e^{-a^2(\alpha^2+\theta^2)} \times \times J_0(2a\alpha\theta i), \tag{41}$$

где величина a вычисляется по формулам Вильямса (7)—(11) с учетом косого прохождения электронов ($\sigma = \sigma_0/\cos\theta$), зарождения электронов по всему слою ($a' = a \cdot 2{,}59$) и, если нужно, с учетом отклонения экспериментальных значений от вычисленных по формулам Вильямса ($a'' = 1{,}22\, a'$ для свинца).

Формулу (41) можно привести к более удобному виду, если ввести относительные переменные.

Пусть $\frac{\alpha}{\theta} = u$ и $\frac{\theta}{\alpha_0} = v$. Тогда

$$P_2(\alpha) = P_0' v^2 e^{-\frac{1}{2} v^2 (1+u^2)} J_0(v^2 u i)\, L(A, B) = P_0' f(u, v)\, L(A, B), \tag{42}$$

где $A = 2a\alpha\theta$, а $B = \frac{1}{3} a\alpha^2\theta^2$; при малых α_0: $P_0' \approx \frac{N}{2\pi\theta^2}$. Здесь v, A и B — параметры, которые мы определяем, приступая к расчету размытия данного кольца. После нахождения параметров дело сводится к вычислению функции $f(u, v)$, определению поправочного множителя $L(A, B)$ и нормирующего множителя P_0'; их можно заранее табулировать для разных значений параметров v, A и B, и тогда вся задача сведется к выписыванию соответствующих функций f и L, нормировке кривых по осям абсцисс и ординат и суммированию их.

Таблица 2

Значения функции f $(u,\ v)$

....	0,25	0,5	1	2	3	4	16
α_0/θ; u	4	2	1	0,5	0,33	0,25	0,0625
0,0	0,061	0,221	0,607	0,540	0,100	0,005	0,000
0,1	0,061	0,221	0,605	0,552	0,116	0,009	0,000
0,2	0,060	0,220	0,600	0,583	0,166	0,022	0,000
0,3	0,060	0,218	0,593	0,630	0,256	0,060	0,000
0,4	0,060	0,217	0,583	0,688	0,391	0,145	0,000
0,5	0,060	0,215	0,569	0,748	0,568	0,311	0,000
0,6	0,060	0,212	0,553	0,804	0,772	0,581	0,000
0,7	0,060	0,209	0,535	0,844	0,975	0,986	0,000
0,8	0,059	0,206	0,514	0,865	1,140	1,363	0,043
0,9	0,059	0,202	0,491	0,860	1,225	1,626	1,872
1,1	0,059	0,198	0,466	0,828	1,215	1,608	6,387
1,1	0,058	0,193	0,439	0,768	1,106	1,415	1,692
1,2	0,058	0,189	0,411	0,698	0,924	1,066	0,035
1,3	0,058	0,184	0,383	0,597	0,708	0,686	0,000
1,4	0,057	0,178	0,354	0,503	0,497	0,377	0,000
1,5	0,057	0,172	0,327	0,404	0,327	0,177	0,000
1,6	0,056	0,167	0,295	0,314	0,189	0,071	0,000
1,7	0,056	0,161	0,267	0,235	0,102	0,024	0,000
1,8	0,055	0,155	0,239	0,170	0,051	0,007	0,000
1,9	0,054	0,149	0,213	0,118	0,023	0,002	0,000
2,0	0,054	0,142	0,187	0,077	0,009	0,000	0,000
2,5	0,050	0,111	0,088	0,006	0,000	0,000	0,000
3,0	0,046	0,082	0,033	0,000	0,000	0,000	0,000
4,0	0,037	0,038	0,002	0,000	0,000	0,000	0,000

Функция f $(u,\ v)$

В табл. 2 приведены значения функции $f(u,\ v)$ для некоторых u и v; и вычислены по формуле:

$$f(u,\ v) = v^2 e^{-\frac{1}{2} v^2 (1+u^2)} J_0(uv^2 i). \qquad (43)$$

Интеграл $\int\limits_0^\infty f(u,\ v)\, 2\pi u du$ тождественно равен 1 при любом v. В действительности необходимо, чтобы единице был равен $\int\limits_0^\pi f(u,\ v)\, L(A,\ B)\, 2\pi u du$. При практических вычислениях это требование сводится к тому, чтобы $(u,\ v)\, L(A,\ B)\, 2\pi u du$ был пропорционален числу фотоэлектронов в соответствующем угловом интервале от θ до $\theta + d\theta$.

Функция L $(A,\ B)$

Множитель $L(A,\ B)$ был введен формулой (19):

$$\int\limits_0^{2\pi} e^{A \cos \beta + B \sin^2 \beta} d\beta = L(A,\ B) \int\limits_0^{2\pi} e^{A \cos \beta} d\beta. \qquad (44)$$

итеграл, стоящий справа, берется и оказывается равным $2\pi J_0(Ai)$. итеграл, стоящий слева, вычисляется приближенно (см. дальше).

В табл. 3 приведена величина $L(A, B)$ для ряда значений A и B.

Таблица 3

Множитель L (A, B)

A \ B/A	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,10	0,12	0,14
0,01	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,001	1,001	1,001
0,1	1,000	1,001	1,002	1,002	1,003	1,003	1,004	1,005	1,006	1,007
0,3	1,001	1,003	1,005	1,006	1,007	1,009	1,012	1,015	1,018	1,021
1,0	1,004	1,009	1,014	1,018	1,023	1,027	1,037	1,046	1,056	1,066
3,0	1,008	1,016	1,025	1,034	1,042	1,051	1,069	1,088	1,107	1,127
10,0	1,009	1,019	1,030	1,040	1,050	1,061	1,084	1,107	1,131	1,157
30	1,010	1,021	1,031	1,042	1,053	1,065	1,089	1,114	1,140	1,167
100	1,010	1,021	1,031	1,042	1,053	1.065	1,089	1,115	1,141	1,169
300	1,010	1,021	1,031	1,042	1,053	1,065	1,089	1,115	1,142	1,169
1000	1,010	1,021	1,031	1,042	1,053	1,065	1,090	1,115	1,142	1,169
3000	1,010	1,021	1,031	1,042	1,053	1,065	1,090	1,115	1,142	1,169
10000	1,010	1,021	1,031	1,042	1,053	1,065	1,090	1,115	1,142	1,169

Вычисление интеграла, стоящего в левой части выражения (44), производилось двумя способами.

1) Если B по абсолютной величине меньше единицы, то множитель $e^{B\sin^2\beta}$ удобно разложить в ряд:

$$e^{B\sin^2\beta} = 1 + B\sin^2\beta + \frac{B^2}{2!}\sin^4\beta + \frac{B^3}{3!}\sin^6\beta + \ldots \tag{45}$$

Этот ряд сходится при любых B, но тем быстрее, чем меньше B. Если $B < 1$, то при наибольшем значении $\sin^2\beta$ правая и левая стороны равенства (45) отличаются друг от друга меньше, чем на 2 %, если справа взять четыре члена. При этом ошибка в искомом интеграле будет заведомо значительно меньше, так как при интегрировании встречаются разные значения $\sin^2\beta$, но все меньше единицы.

Подставляя ряд (45) в левый интеграл выражения (44), получаем:

$$\int_0^{2\pi} e^{A\cos\beta + B\sin^2\beta}d\beta = \int_0^{2\pi} e^{A\cos\beta}d\beta + B\int_0^{2\pi}\sin^2\beta e^{A\cos\beta}d\beta + \frac{B^2}{2!}\int_0^{2\pi}\sin^4\beta e^{A\cos\beta}d\beta + \ldots \tag{46}$$

Так как

$$\int_0^{2\pi} e^{\pm iz\cos\varphi}\sin^{2p}\varphi d\varphi = 2\frac{\Gamma\left(p+\frac{1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)}{(z/2)^p}J_p(z), \tag{47}$$

то (см. [7]):

$$\int_0^{2\pi}\sin^2\beta e^{A\cos\beta}d\beta = 2\pi\frac{J_1(Ai)}{Ai}$$

и

$$\int_0^{2\pi}\sin^4\beta e^{A\cos\beta}d\beta = 12\pi\frac{J_2(Ai)}{(Ai)^2}.$$

одставляя эти значения в (46), получаем:

$$L(A, B) = 1 + \frac{B}{A}\cdot\frac{J_1(Ai)}{iJ_0(Ai)} - \frac{3}{2}\cdot\frac{B^2}{A^2}\cdot\frac{J_2(Ai)}{J_0(Ai)} + \dots \qquad (48)$$

2) Если B больше единицы, то предыдущие выкладки, хотя и остаются рными, но становятся неудобными, так как в разложении в ряд $e^{B\sin^2\beta}$ иходится брать много членов, величина которых сначала возрастает, затем убывает. В формулу (48) для $L(A, B)$ параметр B входит только виде различных степеней отношения $\frac{B}{A}$, которое всегда меньше единицы $\left(\frac{B}{A} = \frac{1}{6}\alpha\theta\right)$; отношение бесселевых функций также убывает, но коэффици-ты перед членами возрастают. Поэтому возникает вопрос о том, насколько ыстро сходится ряд (48). Для решения этого вопроса мы вычислили (A, B) для ряда значений $\frac{B}{A}$ и A графическим интегрированием; резуль-ты приведены в табл. 4. В последней графе таблицы указано, сколько ленов ряда (48) нужно взять для того, чтобы погрешность не превышала еличины Δ, приведенной в предпоследней графе.

Таблица 4

Предельные значения L (A, B)

$\frac{B}{A}$ / A	Точные значения L			Значения L, определенные по ряду (48)		
	0,1	0,2	0,3	0,3	Δ, %	необходимое число членов ряда
0,1	1,005	1,010	1,015	1,015	0	2
1	1,046	1,096	1,148	1,148	0	2
10	1,108	1,249	1,458	1,431	2	5
100	1,116	1,275	1,527	1,491	2	7
1000	1,117	1,278	1,593	1,502	6	7

ИСКАЖЕНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ

9. Исходное угловое распределение фотоэлектронов

До сих пор не существует теории, которая позволила бы рассчитать гловое распределение фотоэлектронов при любых $h\nu$ и Z, включая жесткие лучи и тяжелые вещества.

При небольших энергиях γ-квантов, когда все вычисления можно роизводить, пользуясь нерелятивистскими волновыми функциями, полу-ается общеизвестная формула:

$$N(\theta) = K\frac{\sin^2\theta\cos^2\varphi}{(1-\beta\cos\theta)^4} \qquad \text{при} \quad \beta \ll 1, \qquad (49)$$

е $N(\theta)$ — число электронов, приходящееся на единицу телесного угла, од углом θ между направлениями полета кванта и фотоэлектрона, φ — угол ежду плоскостью, в которой лежат эти два направления, и электрическим ектором подающей волны; для неполяризованного излучения следует оложить $\cos^2\varphi = 1/2$; $\beta = v/c$ (v — скорость фотоэлектрона, c — скорость вета); K — постоянная, зависящая от $h\nu$ и Z.

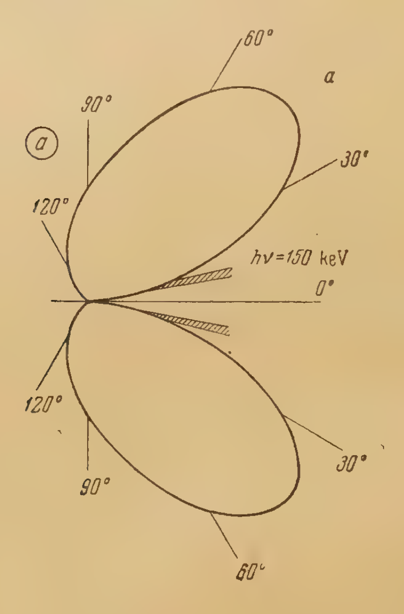
Формула (49) графически изображается «розеткой», постепенно накло-яющейся вперед по мере возрастания $h\nu$.

Заутер вывел формулу, которая должна быть справедлива для жестких лучей и легких веществ; при выводе ее предполагалось, что $Z/137\beta \ll 1$.

Формулу Заутера можно представить в таком виде:

$$N(\theta) = K\left\{\frac{\sin^2\theta\cos^2\varphi}{(1-\beta\cos\theta)^4} + \frac{1}{4}\cdot\frac{\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)^2}{(1-\beta^2)^{3/2}}\cdot\frac{\sin^2\theta}{(1-\beta\cos\theta)^3} - \right.$$

$$\left. -\frac{1}{2}\cdot\frac{1-\sqrt{1-\beta^2}}{(1-\beta^2)}\cdot\frac{\sin^2\theta\cos^2\varphi}{(1-\beta\cos\theta)^3}\right\}. \qquad (50)$$



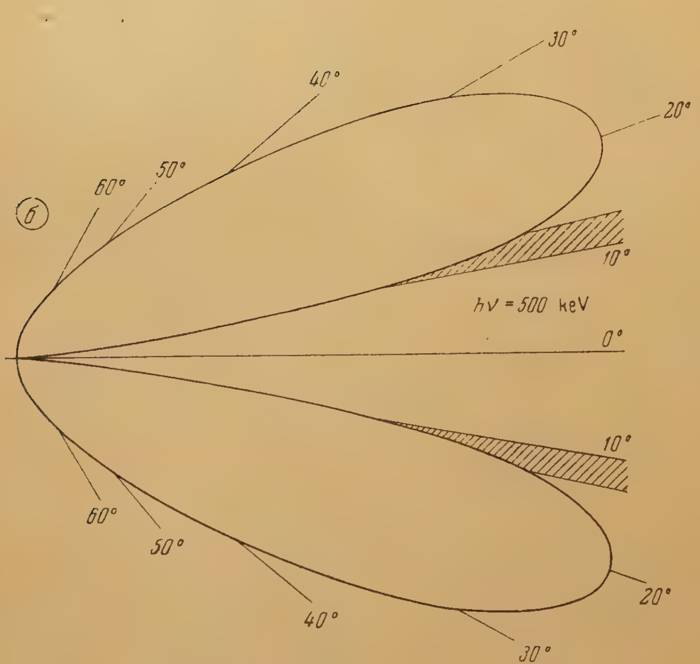
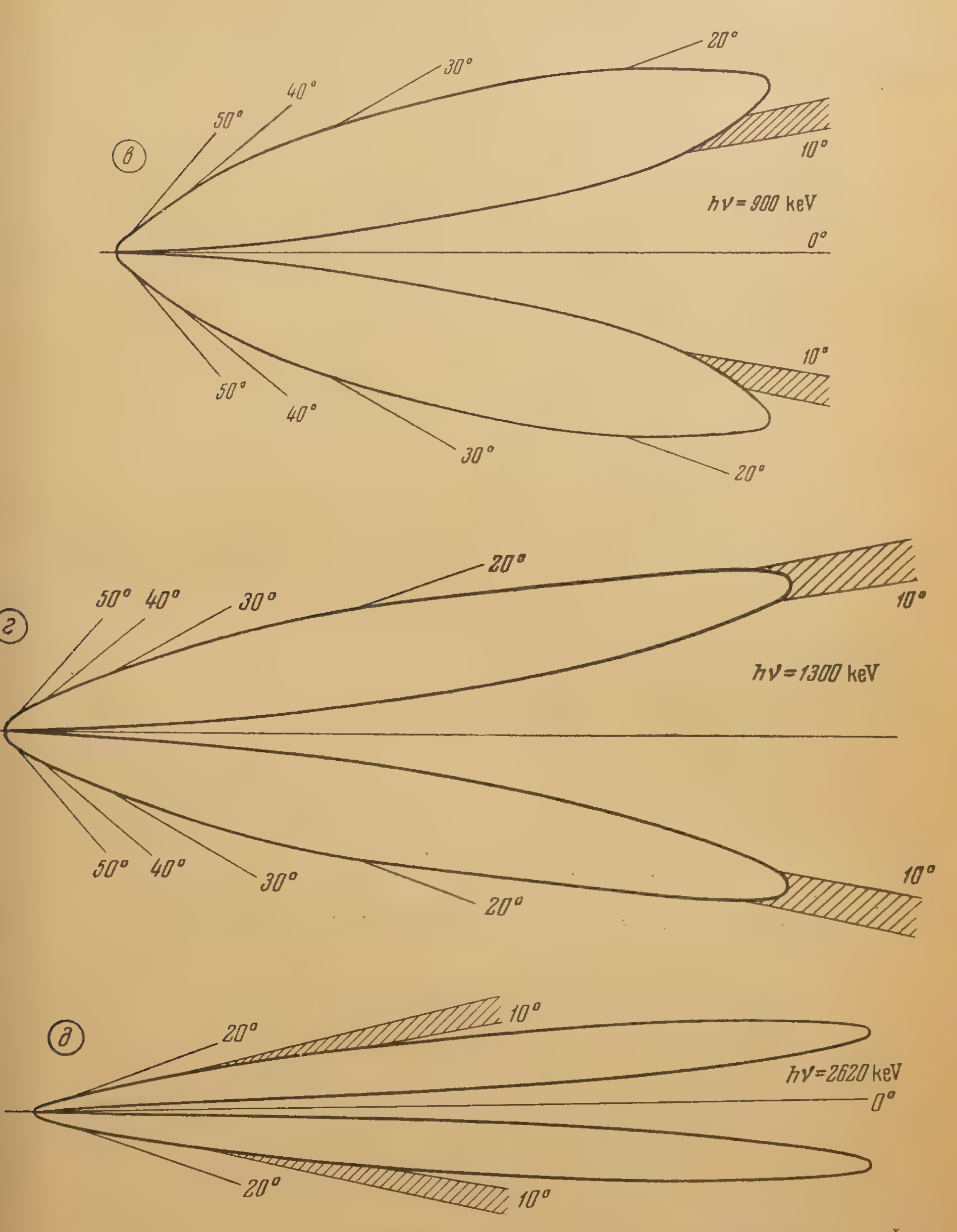


Рис. 8, *а* и *б*. Угловое распределение фотоэлектронов, вычисленное по формуле Заутера для разных энергий фотоэлектронов

Первый член здесь тот же, что и в формуле (49); два остальных вносят релятивистскую поправку.

На рис. 8 (*а, б, в, г, д*) изображены угловые распределения фотоэлек-ронов, вычисленные по формуле (50) для $h\nu = 150$, 500, 900, 1300 и 620 keV.

В большинстве исследований по фотоэффекту мишени изготовляются з свинца, тория или урана. Для столь тяжелых веществ формула (50),



ис. 8, *в, г* и *д*. Угловое распределение фотоэлектронов, вычисленное по формуле Заутера для разных энергий фотоэлектронов

трого говоря, не применима. Мы вынуждены, однако, пользоваться пока о ввиду отсутствия более точных данных.

Так как многократное рассеяние фотоэлектронов в обычно применяе-ых мишенях сильно размывает исходное угловое распределение, то можно умать, что детали исходного распределения будут мало сказываться на кончательных кривых.

10. Расчет углового распределения фотоэлектронов для 18,5 мг см$^{-2}$ Pb

Угловое распределение фотоэлектронов было рассчитано для свинцовой мишени с поверхностной плотностью 18,5 мг см$^{-2}$ для следующих энергий γ-квантов: $h\nu = 500$, 700, 1100, 1300 и 2620 keV.

Расчеты производились в следующей последовательности. Исходное угловое распределение, вычисленное по формуле (50), разбивалось на

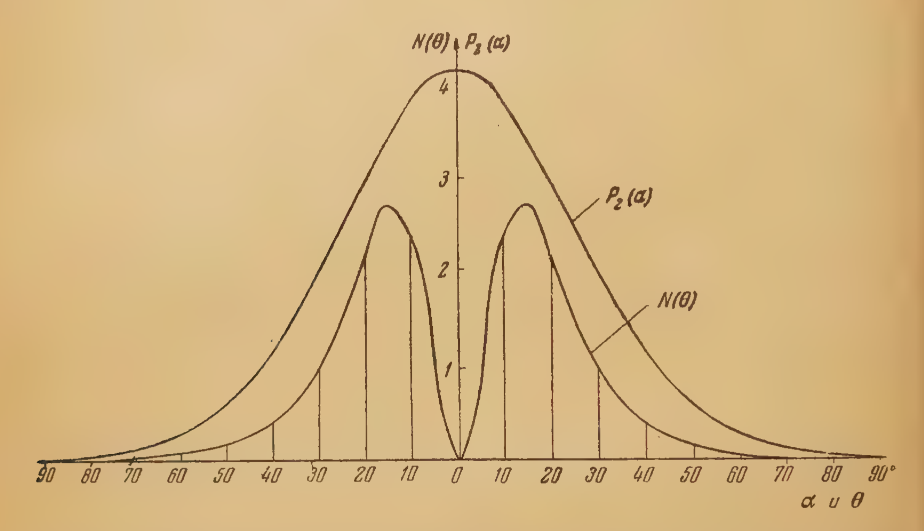


Рис. 9. $N(\theta)$ — исходное угловое распределение фотоэлектронов для $h\nu = 900$ keV, разделенное на 7 угловых интервалов; $P_2(\alpha)$ — угловое распределение фотоэлектронов, созданных в свинце с поверхностной плотностью 18,5 мг см$^{-2}$

кольцевые 10-градусные интервалы $0 \div 10°$, $10 \div 20°$, ..., которые заменялись кольцами, лежащими при 5, 15, 25, 35, 45, 55 и 65°, в которых были как бы сконцентрированы все электроны соответствующего углового интервала.

Рассеяние кольцевого пучка рассчитывалось по формуле (21), причем для кольца с углом θ полагалось

$$a = 2{,}59\, a_\theta ,$$

Таблица 5

Значения α_0 (в градусах) для Pb с поверхностной плотностью 18,5 мг см$^{-2}$, вычисленные по формулам Вильямса

$h\nu$, keV \ θ	5°	15°	25°	35°	45°	55°	65°
500	33,6	34,0	35,4	37,4	40,9	45,3	55,0
700	23,8	24,3	25,1	26,7	29,1	33,0	39,3
900	18,7	19,0	19,9	21,0	22,8	—	—
1100	15,5	15,9	16,4	17,5	19,0	—	—
1300	13,4	13,5	14,1	15,0	16,5	—	—
2620	7,0	7,2	7,4	—	—	—	—

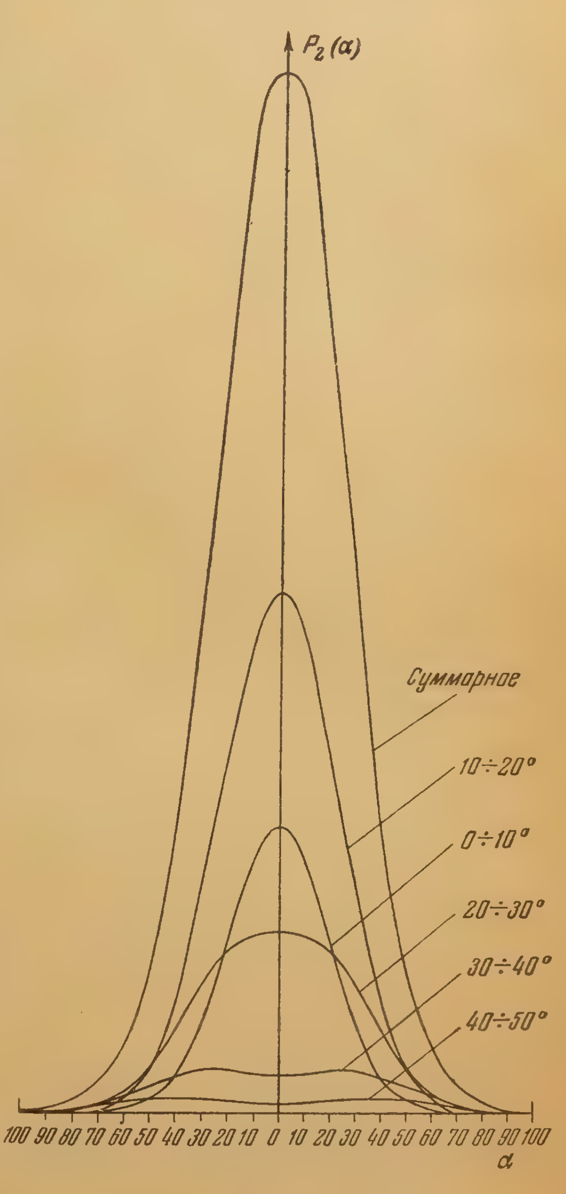
де a_θ — постоянная, соответствующая прохождению электронов через всю ишень под углом θ к нормали.

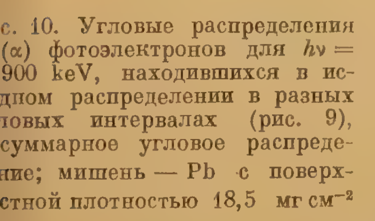
Кривые для различных кольцевых пучков суммировались с учетом исла электронов в каждом пучке.

В табл. 5 приведены значения α_0 для этой мишени для различных глов θ. Рассеяние в такой мишени велико и только в обведенной черной инией области соблюдается условие $\alpha_0 \leqslant 20°$, которое необходимо для рогого применения теории ильямса. Мы все же будем именять теорию Вильямса углов α_0 вплоть до 40°, отя это и сопряжено с некорой неопределенностью; едует учитывать, что велины α_0 существенны для тех аправлений, в которых идет метная доля фотоэлектров; при больших θ число фотоэлектронов мало, и ссеяние этой малой до может оцениваться лишь убо.

На рис. 9 представлено инятое нами разделение исдного распределения на льцевые пучки при $h\nu =$ 900 keV, а на рис. 10 представлены угловые распределения, получающиеся вследвие размытия кольцевых чков из-за рассеяния.

Суммарные кривые, приденные на рис. 9 и 10, еют колоколообразный вид, ло похожий на исходные ивые рис. 9.




с. 10. Угловые распределения (α) фотоэлектронов для $h\nu =$ 900 keV, находившихся в исдном распределении в разных ловых интервалах (рис. 9), суммарное угловое распределние; мишень — Pb с поверхстной плотностью 18,5 мг см$^{-2}$

Это обстоятельство служит основанием для утверждения, сделанного параграфе 9, что детали исходного распределения почти не сказываются виде суммарной кривой.

Аналогичные кривые были построены для $h\nu = 500$, 700, 900, 1100, 00 и 2620 keV. Соответствующие суммарные кривые $P_2(\alpha)$ изображены рис. 11.

Масштаб по оси ординат у этих кривых $P_2(\alpha)$ выбран так, чтобы интеграл $\int\limits_0^\pi P_2(\alpha)\sin\alpha\, d\alpha$ при всех энергиях был одинаков.

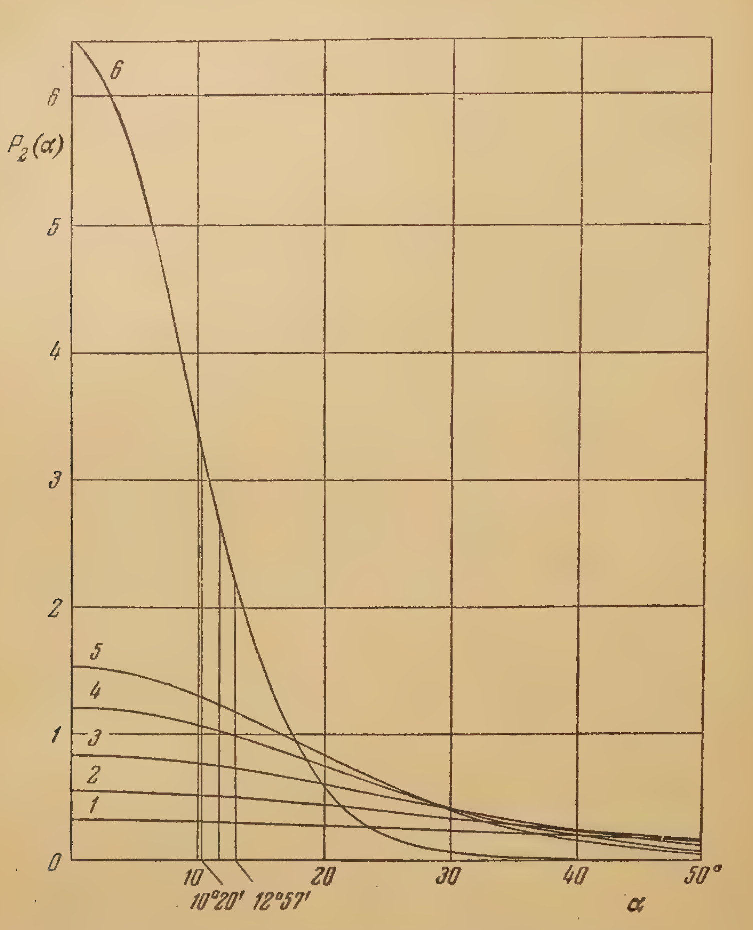


Рис. 11. Угловые распределения фотоэлектронов с энергией: *1* — $h\nu = 500$, *2* — $h\nu = 700$, *3* — $h\nu = 900$, *4* — $h\nu = 1100$, *5* — $h\nu = 1300$, *6* — $h\nu = 2620$ keV, выходящих из свинцовой мишени с поверхностной плотностью 18,5 мг см$^{-2}$. Масштаб кривых выбран так, что полное число фотоэлектронов одинаково, т. е.

$$\int\limits_0^\pi P_2(\alpha)\sin\alpha\, d\alpha = \text{const}$$

11. Градуировка линзовых спектрометров по интенсивностям

Приведенные в предыдущем параграфе кривые позволяют произвест[и] приближенную градуировку линзовых спектрометров по интенсивностя[м] при избранной мишени.

Рассмотрим линзовый спектрометр (рис. 12) с точечной мишенью. Осветив мишень γ-лучами и измерив фотоэлектронные линии, мы може[м] сопоставить их площади на графике $\frac{N}{I} = f(I)$, где N — число регистрируемых в единицу времени фотоэлектронов, а I — сила тока в катушка[х] спектрометра.

Для того чтобы от отношения площадей перейти к отношению интен-вностей γ-линии, нужно знать:

1) зависимость от энергии коэффициента фотоэлектрического погло-ения γ-лучей в свинце,

2) зависимость от энер-и углового распределе-ія выходящих из мишени тоэлектронов.

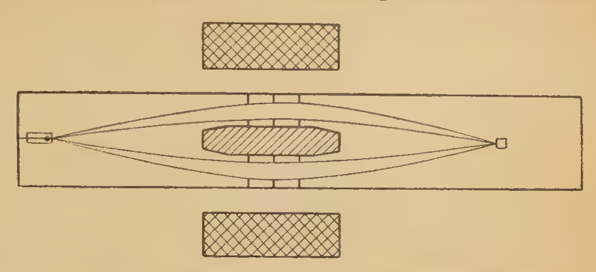


Рис. 12. Схематическое изображение линзового спектрометра

Первый фактор — зави-мость полного попереч-го сечения от энергии — ределяется по коэффици-там поглощения γ-лучей известен достаточно хо-шо.

Второй фактор — угловое распределение — до сих пор, повидимому, изучался.

В результате оказалось, что, хотя в литературе описано много нзовых спектрометров, ни у одного из них нет расчетной градуировки интенсивностям.

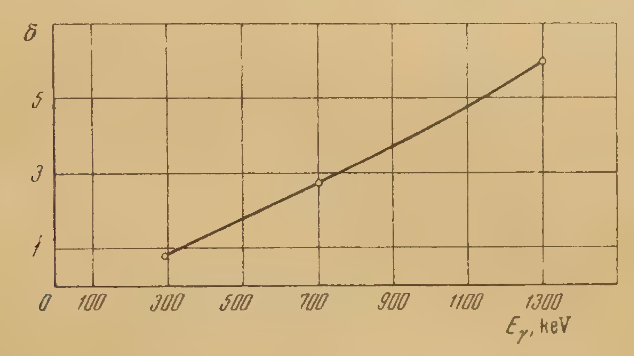


Рис. 13. Градуировочная кривая для линзового спектрометра. По оси ординат отложена доля фотоэлектронов, вырезаемая щелями спектрометра (в произв. единицах). Мишень Pb с поверхностной плотностью 18,5 мг см$^{-2}$

Приведенные в предыдущем параграфе кривые позволяют произвести риблизительную градуировку по интенсивностям любого линзового іектрометра при избранной нами ишени (поверхностная плотность 3,5 мг см$^{-2}$ Pb).

Для того чтобы ее произвести, ужно выяснить, какой интервал глов выделяется в спектрометре, и атем по кривым $P_2(\alpha)\sin\alpha = f(\alpha)$ пределить долю фотоэлектронов, выеляемых в спектрометре при разной нергии γ-квантов. Следует, однако, читывать, что траектории фотоэлектронов на пути от мишени до ервой выделяющей диафрагмы слегка искривлены и что в расчеты должен ойти интервал углов, выделяемый вблизи мишени.

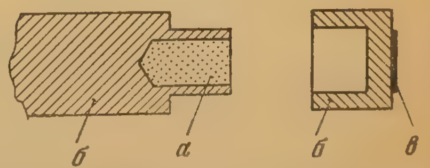


Рис. 14. Взаимное расположение радиоактивного препарата и мишени в спектрометре: *а* — радиоактивный препарат, *б* — капсула с крышкой, *в* — мишень

Полученная таким образом расчетная кривая «спектральной чувствиельности» для линзового спектрометра, выделяющего углы от 10°20′ до

12°57′, приведена на рис. 13. Она соответствует идеализированному случаю, ибо в реальных условиях мишень не точечная и падает на нее далеко не параллельный пучок γ-лучей. Обычное приспособление для наблюдения фотоэлектронов имеет вид, изображенный на рис. 14. Произвести расчеты для такого приспособления не представляется возможным, так как, помимо интегрирования по всем элементам объема препарата, пришлось бы при этом учитывать разнообразие направлений, в которых γ-кванты пронизывают мишень, и то обстоятельство, что светосила спектрометра различна для разных точек мишени. Проще, повидимому, пользуясь сильным препаратом со сложным γ-спектром, сравнить на опыте кривые спектральной чувствительности для приспособления, изображенного на рис. 14, и для расположения мишени, близкого к идеальному.

ИСКАЖЕНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ОТДАЧИ

12. Исходное угловое распределение электронов отдачи

Угловое распределение электронов отдачи описывается формулой:

$$N(\theta) = K_0 \frac{(1+\gamma)^2 \cos\theta}{a+bx} \left\{ 1 + \frac{2\gamma^2 (1+\cos 2\theta)^2}{(2+dx)(a+bx)} - \frac{2(1+\gamma)^2 \sin^2 2\theta}{(2+dx)^2} \right\}, \qquad (51)$$

где $x = 1 - \cos\theta$, $\gamma = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$, $a = 2(2\gamma+1)$, $b = \gamma^2$, $d = \gamma(\gamma+2)$, K_0 — постоянная, равная $\frac{\pi}{6}\sigma_0 n$ (здесь σ_0 — сечение томсоновского рассеяния, n — число рассеивающих электронов). Эта формула непосредственно вытекает из формулы Клейна — Нишины и законов сохранения энергии и количества движения для элементарного акта взаимодействия кванта и электрона.

На рис. 15 изображены угловые распределения электронов отдачи для $h\nu = 0$, 51, 128, 256, 383, 511, 1022, 1533, 2044, 2555, 3066 и 3577 keV.

13. Расчеты искажения углового распределения электронов отдачи для целлофана толщиной 50 μ (поверхностная плотность $\sigma = 6{,}15$ мг см$^{-2}$)

В табл. 1 приведены значения α_0 для электронов разных энергий, проходящих по нормали через мишень из целлофана толщиной 50 μ — обычную мишень в γ-спектрометрах, использующих электроны отдачи.

В действительных расчетах необходимо учесть прохождение мишени под разными углами ($\sigma = \sigma_0 / \cos\theta$) и зарождение электронов на разных глубинах (множитель 2,59 у a). Кроме того, необходимо учитывать то, что электроны, выбитые под разными углами, обладают разной энергией:

$$E_\theta = \frac{2\gamma^2 \cos^2\theta}{1 + 2\gamma + \gamma^2 \sin^2\theta} m_0 c^2, \quad \gamma = \frac{h\nu}{m_0 c^2}. \qquad (52)$$

В табл. 6 приведены значения α_0, найденные с учетом всех этих факторов для целлофановой мишени с поверхностной плотностью 6,15 мг см$^{-2}$ ($\sim 50\ \mu$), для двух энергий γ-квантов: $h\nu = 0{,}75\, m_0 c^2 = 383$ keV и $h\nu = 2 m_0 c^2 = 1022$ keV.

Исходные угловые распределения были построены в координатах $N(\theta)\sin\theta = f(\theta)$, разделены на интервалы $0 \div 10, \ldots, 80 \div 90°$ для $h\nu = 383$ keV и $0 \div 2 \div 4 \div \ldots \div 38 \div 40 \div 50 \div \ldots \div 80 \div 90°$ для

Таблица 6

Значения α_0 (в градусах) для целлофановой мишени с поверхностной плотностью $\sigma = 6{,}15$ мг см$^{-2}$ и для $h\nu = 383$ и 1022 keV

$h\nu$, keV \ θ	0°	5°	15°	25°	35°	45°	55°	65°
383	15,2	15,4	16,9	20,4	27,3	41	74	207
1022	4,8	4,9	5,5	6,9	9,7	15,2	28	66

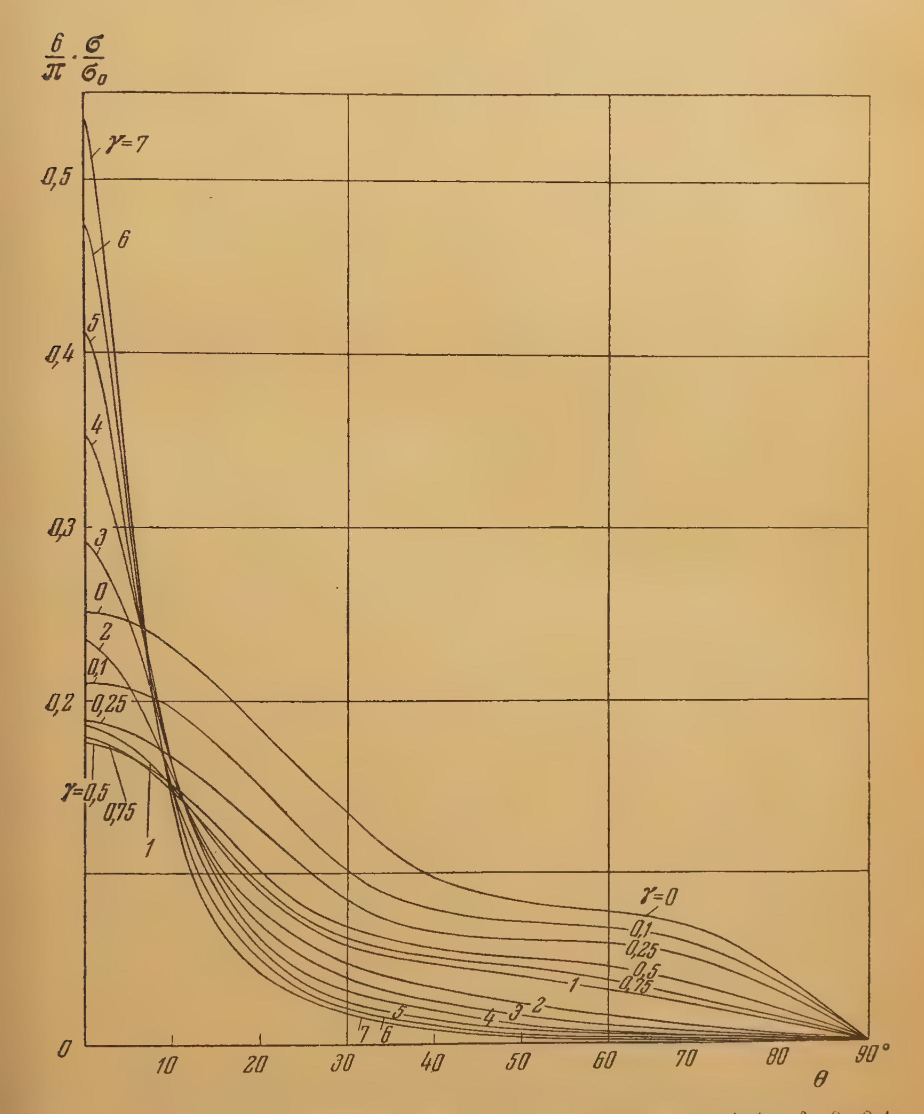


Рис. 15. Угловое распределение электронов отдачи при $\gamma = h\nu/m_0c^2 = 0$, 0,1, 0,25, 0,5, 0,75, 1, 2, 3, 4, 5, 6 и 7

= 1022 keV. Площадь каждой полоски, пропорциональная числу электронов в каждом угловом интервале, была отнесена к середине интервала. Затем по формуле (21) и значениям α_0 из табл. 6 вычислялись кривые

$P_2(\alpha)$ для каждого кольца. Эти кривые изображены тонкими линиями на рис. 16, *а* и *б*. Суммирование этих частных $P_2(\alpha)$ приводит к кривым обозначенным на рис. 17 $\Sigma(\alpha)$. Эти кривые можно сопоставлять с исходными распределениями электронов отдачи, изображенными на тех же рисунках (кривые $N(\theta)$).

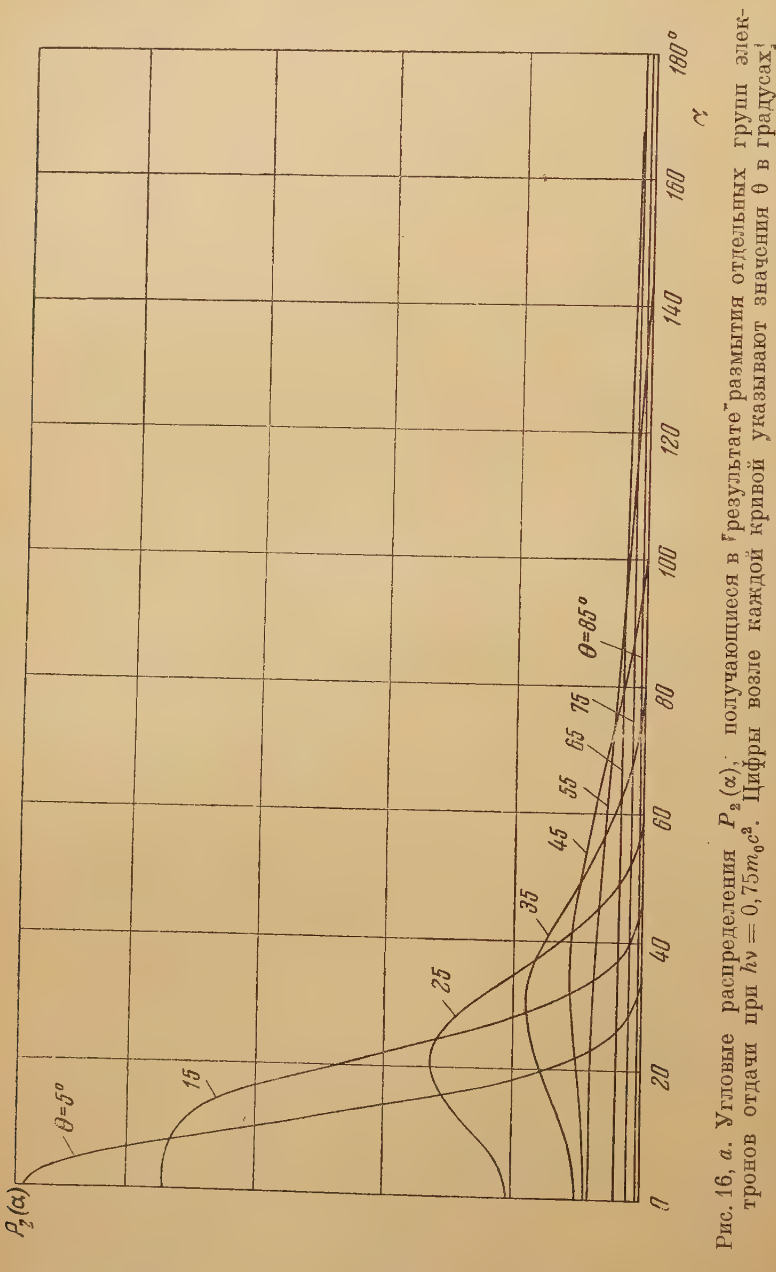


Рис. 16, *а*. Угловые распределения $P_2(\alpha)$, получающиеся в результате размытия отдельных групп электронов отдачи при $h\nu = 0{,}75 m_0c^2$. Цифры возле каждой кривой указывают значения θ в градусах.

Можно констатировать, что при мишени толщиной 50 μ и $h\nu = 383$ и 1022 keV:

1) общее угловое распределение электронов отдачи мало отлично от исходного,

2) плотность электронного пучка в направлениях, близких к $\alpha = 0$, наиболее важных для спектрометров, мало отличается от исходной,

3) спектральный состав электронов, идущих под углом $\alpha = 0$ и другими α, сильно изменился из-за рассеяния.

14. Спектр электронов отдачи, идущих под разными углами

При отсутствии рассеяния электроны отдачи, вылетающие под углом к пучку γ-квантов, имеют строго определенную энергию E_{θ}, которую ожно вычислить по формуле (52). Под углом $\theta = 0$ летят только элек-

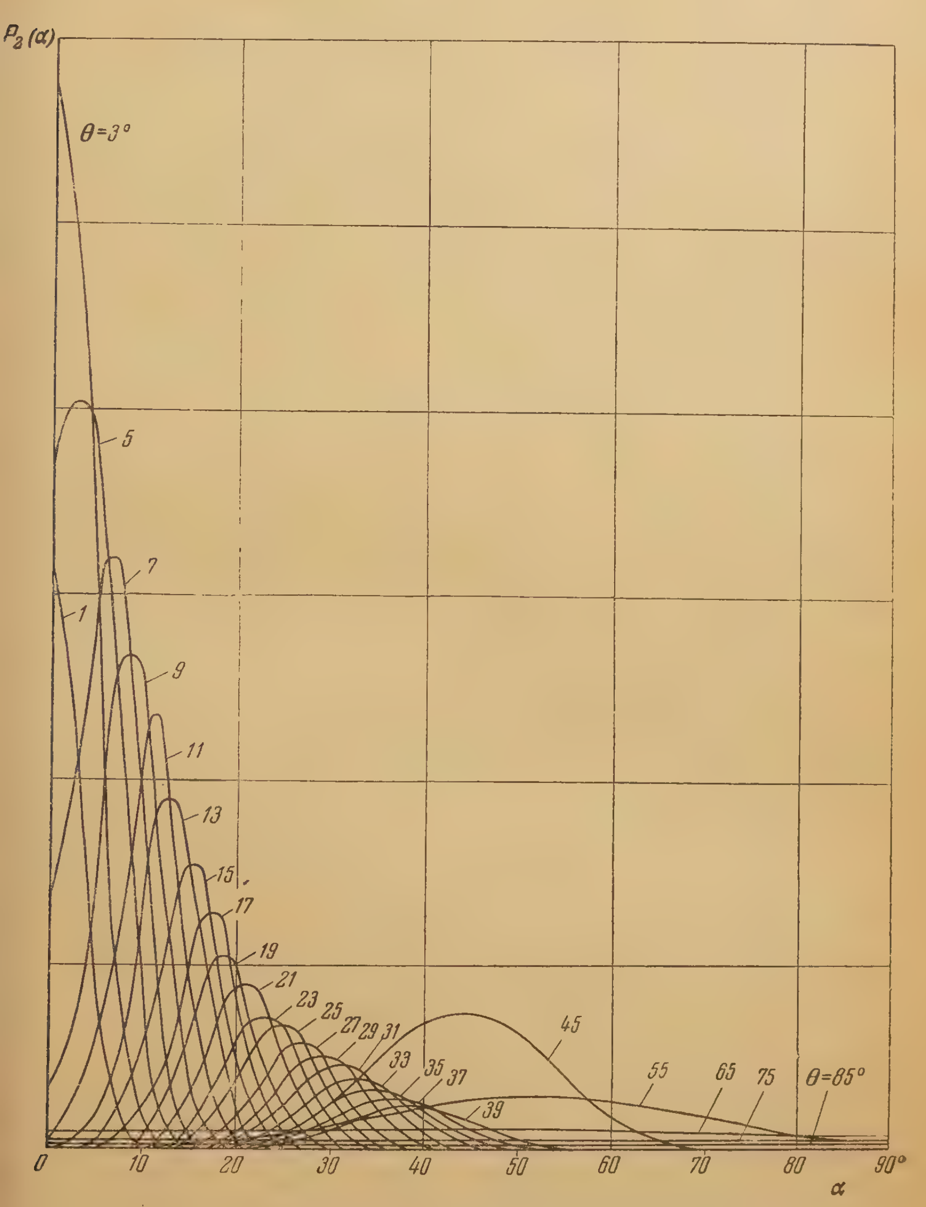


Рис. 16, *б*. То же, что на рис. 16, *а*, но для $h\nu = 2m_0c^2$

оны с наибольшей энергией:

$$E_{max} = 2\gamma^2 m_0 c^2 / (1 + 2\gamma);$$

д другими углами электронов такой энергии нет.

Многократное рассеяние существенно меняет эту картину. Под углом $= 0$ появляются электроны любых энергий—от E_{max} до 0; спектр элек-

тронов по форме зависит от угла α, под которым он наблюдается, но он везде простирается от E_{max} до 0.

Приблизительные сведения о спектре электронов, летящих под любым углом α, можно получить, исходя из рис. 16, *а* и *б*. Каждая компонента $P_2(\alpha)$ состоит из электронов, имеющих энергию, заключенную в узких пределах, соответствующих угловому интервалу, из которого получилось данное кольцо. Поэтому, интересуясь спектром электронов, летящих под данным углом, мы должны определить ординаты кривых $P_2(\alpha)$ и построить гистограмму, в которой площади прямоугольников пропорциональны этим ординатам, а основания — энергетическим пределам для электронов данного кольца. Такие гистограммы изображены на рис. 18 и 19 для трех углов наблюдения $\alpha = 0, 5$ и $10°$ (в пределах $0 \div 10°$ лежат все траектории, используемые в приборах типа «ритрон»).

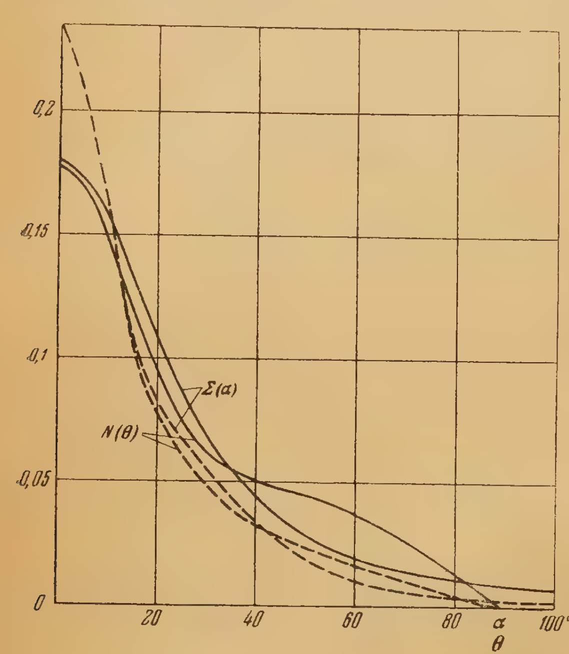


Рис. 17. Исходное распределение электронов отдачи ($N(\theta)$), и получившееся в результате рассеяния в целлофане толщиной 50 μ ($\Sigma(\alpha)$): сплошные кривые — при $h\nu = 0{,}75\ m_0c^2$, пунктирные кривые — при $h\nu = 2m_0c^2$

Следует отметить, что для $h\nu = 383$ keV, когда рассеяние сильнее, форма спектра электронов отдачи мало зависит от угла. При $h\nu = 1022$ keV спектры электронов, идущих под углами 0, 5 и 10°, различаются очень сильно.

То обстоятельство, что под каждым углом летят электроны всех энергий от 0 до E_{max}, неминуемо должно приводить к расширению линий, наблюдающихся в спектрометре, которое должно иметь место даже тогда, когда в спектрометре выделяется бесконечно узкий «безаберрационный» пучок.

Соответствующая полуширина для $\alpha = 0$ составляет 9,6 % для $h\nu = 383$ keV и 1,6 % для $h\nu = 1022$ keV.

15. Расчеты рассеяния электронов отдачи для целлофана толщиной $\sim$106 μ (поверхностная плотность $\sigma = 13{,}1$ мг см$^{-2}$)

Расчеты производились в том же порядке, как описано в параграфе 14. На рис. 20, *а* и *б* приведены исходные кривые $N(\theta)$ и суммарные кривые $\Sigma(\alpha)$.

Рассеяние в такой мишени, разумеется, больше, и кривые более расплывчаты; интенсивность пучка под малыми углами существенно уменьшилась.

Спектры электронов отдачи, идущих под малыми углами, изображены на рис. 21, *а* и *б*; они стали более широкими, чем при $\sigma = 6{,}15$ мг см$^{-2}$: полуширина по энергиям составляет 10,7 % для $h\nu = 383$ keV и 3,5 % для $h\nu = 1022$ keV.

Расчеты, изложенные в параграфах 9—16, не могут претендовать на хорошую точность ввиду большого числа упрощений и допущений,

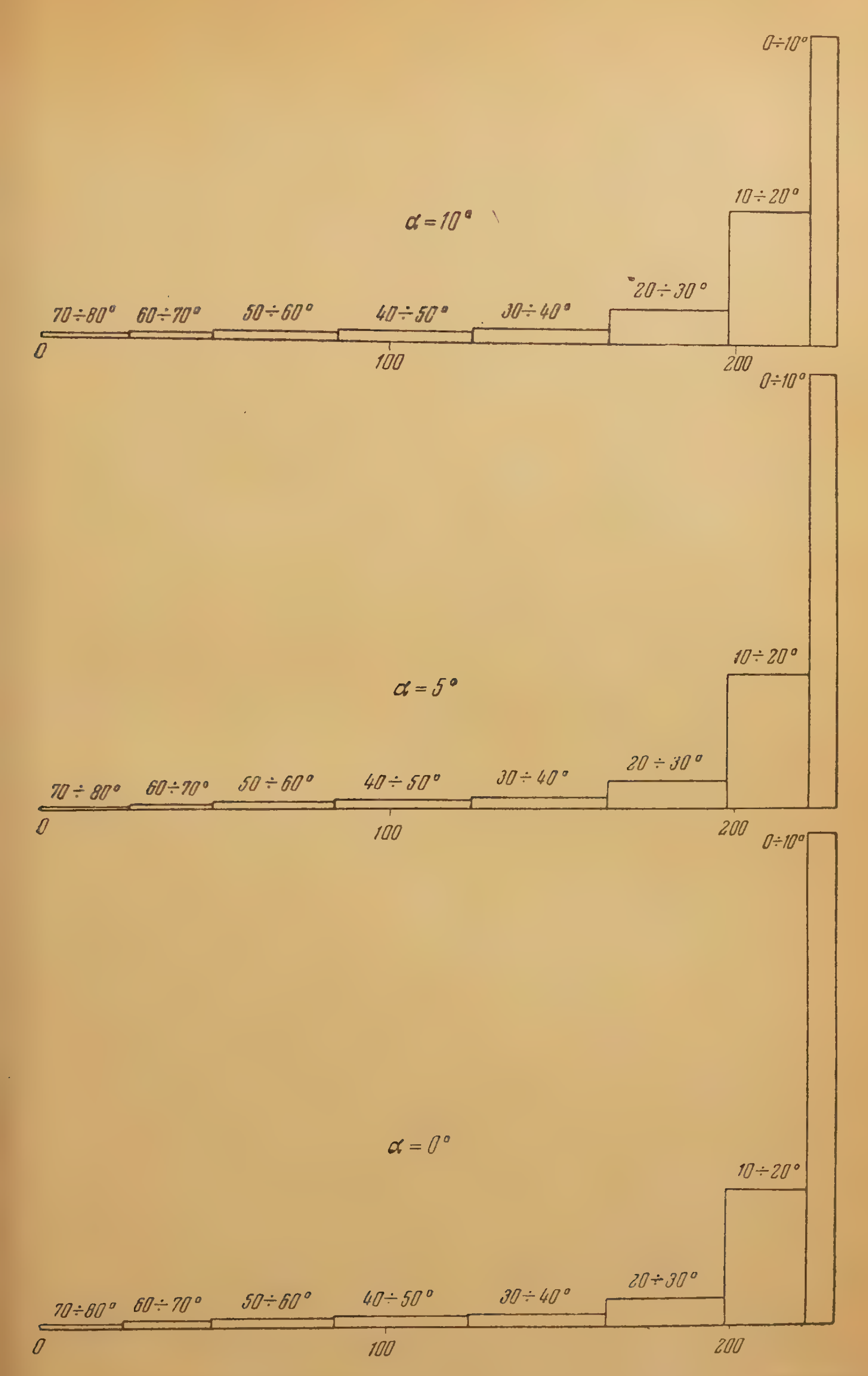


Рис. 18. Спектры электронов отдачи, выходящих из мишени под разными углами α; $\gamma = 0{,}75$ ($h\nu$=383 keV); мишень — 50 μ целлофана. По оси абсцисс отложена энергия в keV; числа, стоящие у прямоугольников, показывают из какого интервала первоначальных комптоновских углов θ появились данные электроны

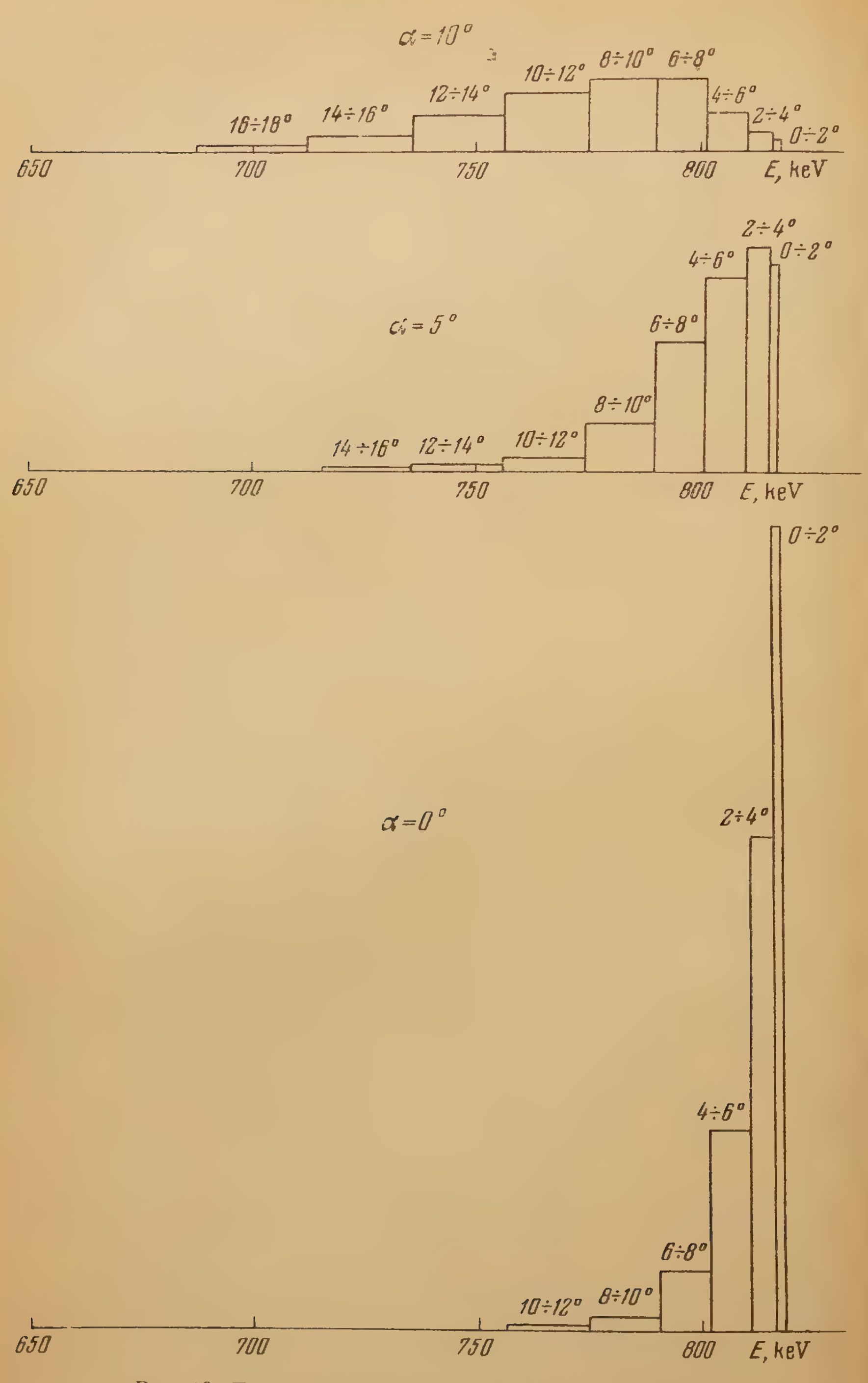


Рис. 19. То же, что на рис. 18, но при $h\nu = 2m_0c^2$

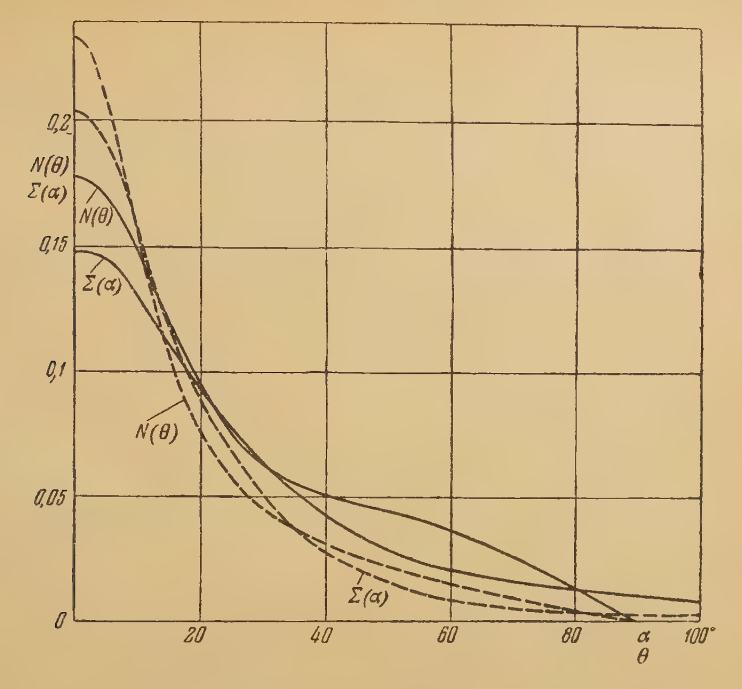


Рис. 20. То же, что на рис. 17, но для целлофана толщиной 106 μ

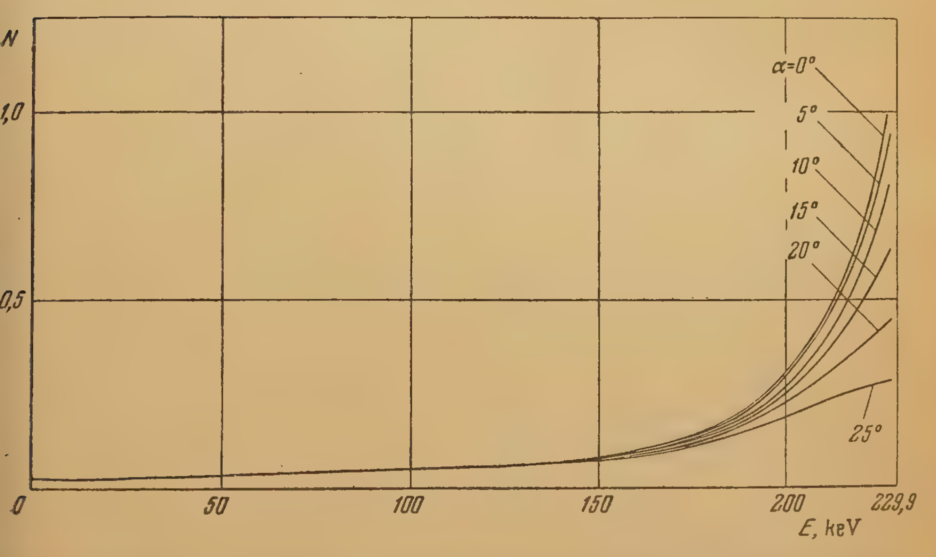


Рис. 21,*а*. Спектры электронов отдачи, идущих под разными углами наблюдения α для $h\nu = 0{,}75 m_0c^2$; мишень — 106 μ целлофана

которые были сделаны на пути к конечным результатам. Они позволяют, однако, качественно проследить за теми изменениями в угловом и энергетическом составе электронных пучков, которые вносит многократное рассеяние электронов.

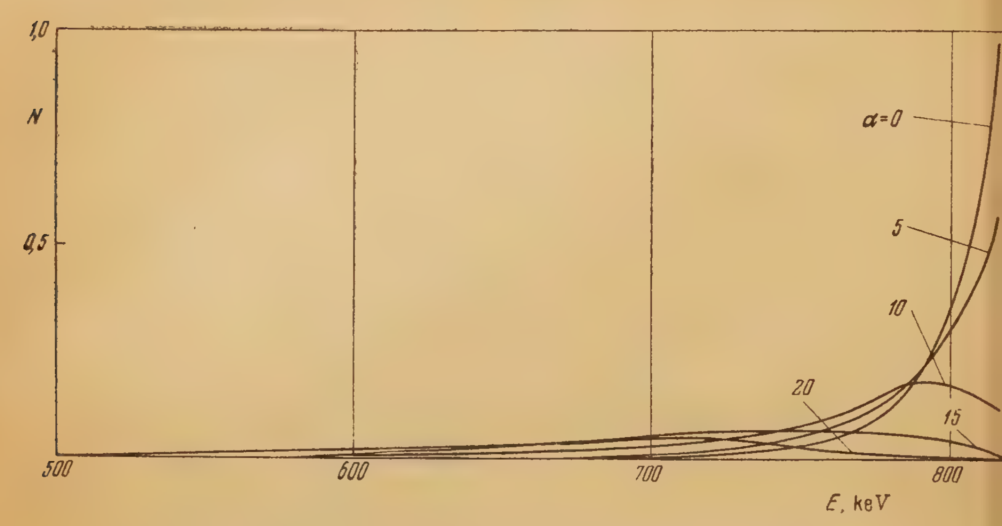


Рис. 21,б. То же, что на рис. 21, *а*, но для $h\nu = 2m_0c^2$

В расчетах рассеяния фотоэлектронов принимали участие П. А. Тишкин и Л. Н. Сысоева, а в расчетах рассеяния электронов отдачи — Н. Н. Жуковский, С. А. Шестопалова, А. Н. Силантьев, В. Г. Чумин, В. Недовесов и М. Бочарина.

Всем указанным лицам автор приносит сердечную благодарность.

Радиевый институт
Академии наук СССР

Получена редакцией
15. XII. 1953 г.

Цитированная литература

1. Williams F., Proc. Roy. Soc., **A 169**, 531 (1939).
2. Williams F., Phys. Rev., 58, 292 (1940).
3. Кульчицкий Л. и Латышев Г., ЖЭТФ, 12, 481 (1942).
4. Андриевский А., Кульчицкий Л. и Латышев Г., ЖЭТФ, 12, 16 (1942).
5. Сегал Б. и Семендяев К., Пятизначные математические таблицы.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1948.
6. Рыжик И., Таблицы интегралов, рядов, сумм и произведений, стр. 200.— ОГИЗ, М.— Л., 1948.
7. Там же, стр. 221.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XVIII, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

А. В. ЗОЛОТАВИН

β-СПЕКТРОМЕТР С ДВОЙНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА*

Введение

В настоящее время магнитный анализ является одним из наиболее широко распространенных методов в β-спектроскопии. Магнитные спектрометры находят широкое применение в ядерной физике благодаря тому, что они дают возможность фокусировать заряженные частицы определенной энергии. За последние годы построен ряд β-спектрометров с улучшенной фокусировкой, в которых используются поперечные неоднородные магнитные поля.

В 1944 г. М. Корсунским, В. Кельманом и Б. Петровым [1] впервые был разработан и осуществлен β-спектрометр с неоднородным магнитным полем, зависящим от одной декартовой координаты, которое давало полную фокусировку плоского электронного пучка. Позднее возможность этого метода была полностью реализована Б. С. Джелеповым и А. А. Башиловым [2], которые построили более совершенный β-спектрометр под названием «кэтрон». При его построении авторы использовали данные строгого решения задачи о точной фокусировке плоского пучка электронов, выполненного П. П. Павинским. Оригинальный спектрометр был предложен в 1946 г. В. С. Шпинелем [3]. Одновременно за границей были также построены β-спектрометры с улучшенной фокусировкой. В этих спектрометрах использовались магнитные поля с аксиальной и зеркальной симметрией с фокусировкой на угол π радиан [4, 5] и $\pi\sqrt{2}$ радиан [6—10].

Однако по своим характеристикам эти β-спектрометры не превышают кэтрон [2], в котором при относительной полуширине изображения 0,5% используется 0,5% полного телесного угла.

При построении β-спектрометров с использованием магнитных полей с осевой симметрией экспериментаторы определяли электроннооптические параметры приборов, пользуясь приближенными уравнениями траекторий, годными для параксиальных пучков.

Естественно, что точные вычисления траекторий электронов для реальных источников позволили бы более полно реализовать возможности метода фокусировки пучка в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Такие вычисления были проделаны в нашей лаборатории одновременно с постройкой спектрометра, и они дали более точные сведения о фокусирующих свойствах поля этого вида.

В настоящей статье дается описание построенного нами β-спектрометра с двойной фокусировкой электронного пучка и результаты проведенных на нем исследований.

---

* Доложено на Совещании в АН СССР 19 февраля 1953 г.

Спектрометр

1. Выбор поля

В работе Керста и Сербера [11] показано, что в магнитном поле с осевой симметрией, изменяющемся в плоскости зеркальной симметрии по закону:

$$H = H_0\left(\frac{r_0}{r}\right)^n \quad \text{при} \quad 0 < n < 1,$$

заряженные частицы с массой m, вылетающие под небольшим углом к касательной к окружности $r = r_0$, $z = 0$ со скоростью v_0, совершают колебательные движения около этой окружности.

Радиальная и аксиальная частоты колебаний в первом приближении даются формулами:

$$\omega_r = \sqrt{1 - n}, \quad \omega_z = \sqrt{n}. \tag{1}$$

При $n = 1/2$ $\omega_r = \omega_z$ и осуществляется двойная фокусировка.

Если магнитное поле, осуществляющее двойную фокусировку, представить в виде ряда:

$$H = H_0 \sum_{i=0}^{\infty} a_i \left(\frac{r - r_0}{r_0}\right)^i, \tag{2}$$

то $a_0 = 1$ и $a_1 = -1/2$, а частоты колебаний определяются формулами (1) путем замены n на $-a_1$. Остальные коэффициенты произвольны, но их выбор влияет на форму изображения. Оказывается, что при $a_2 = 1/8$ получается изображение с наименьшей шириной, а при $a_2 = 3/8$ — с наименьшей высотой [12], при $a_2 = 1/4$ изображение имеет минимальную площадь [13].

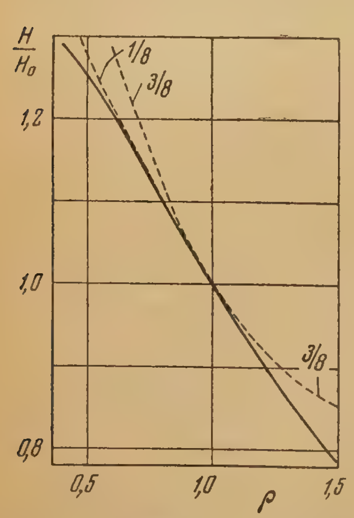


Рис. 1. Зависимость напряженности используемого в спектрометре магнитного поля от радиуса. Пунктиром показаны поля, отвечающие значению $a_2 = \frac{1}{8}$ и $\frac{3}{8}$ в формуле (3а)

В 1947 г. П. П. Павинский [27] вычислил коэффициенты ряда (2), исходя из требования точной фокусировки плоского широкого пучка радиальным полем на произвольный угол. Независимо от него такие же расчеты были сделаны в 1950 г. Верстером [14].

При построении спектрометра мы выбрали поле П. П. Павинского, определяемое в плоскости симметрии формулой:

$$H = H_0\frac{1}{\rho}\left[1 + \frac{1}{2}(\rho-1) - \frac{3}{8}(\rho-1)^2 + \frac{1}{8}(\rho-1)^3 - \frac{15}{256}(\rho-1)^4 - \frac{3}{512}(\rho-1)^5 + \ldots\right], \tag{3}$$

где $\rho = \frac{r}{r_0}$.

Это поле было выбрано потому, что оно, во-первых, отвечает строгому решению задачи фокусировки плоского широкого пучка и, во-вторых, потому, что метод точной фокусировки плоского пучка дал хорошие результаты при его использовании в кэтроне.

Рис. 1 изображает это поле графически (сплошная кривая). Для сравнения на этом же рисунке показаны поля, определяемые формулой:

$$H = H_0\left[1 - \frac{1}{2}(\rho - 1) + a_2(\rho - 1)^2\right] \tag{3a}$$

для $a_2 = 1/8$ и $3/8$. Как видно, поле с $a_2 = 1/8$ довольно близко к полю I. П. Павинского.

2. Выбор электроннооптических параметров

Выбор углов расходимости пучка, приемной щели и диафрагм для заданной относительной полуширины изображения производился на основе вычисления траекторий электронов в выбранном поле. Траектории находились численным интегрированием уравнений движения методом Адамса — Штермера. Интегрирование производилось с относительной точностью определения радиальной координаты $5 \cdot 10^{-2}$ %. Было вычислено около 100 траекторий. Здесь приводятся кратко результаты этих вычислений, которые сводятся к следующим положениям.

1) Изображение линейного источника получается изогнутым. В первом приближении очертания изображения можно представить дугой окружности. При радиусе равновесной орбиты, равном 140 мм, радиус этой окружности близок к 88 мм. Изображение вогнутой стороной обращено к центру поля.

В спектрометре следует использовать изогнутую приемную щель. Это уменьшает эффективную ширину регистрируемой линии в 2,5 раза по сравнению с шириной линии при работе с прямой щелью.

Телесный угол при этом используется один и тот же. Форма линии улучшается.

2) Ширина изображения линейного источника сильно зависит от φ_z — угла расходимости пучка электронов в аксиальном направлении. Источник можно брать относительно высокий, не расширяя при этом изображения (при работе с изогнутой щелью).

3) Ширина изображения широкого источника складывается из ширины изображения линейного источника Δ и ширины самого источника q. Поэтому для относительной полуширины изображения конверсионной линии применима формула:

$$R = \frac{1}{4} \cdot \frac{\Delta + q + d + 2\sigma}{r_0}, \tag{4}$$

где d — ширина приемной щели и σ — спектральная ширина линии.

При радиусе равновесной орбиты, равном 140 мм, для углов расходимости в радиальном направлении (φ_r) $\pm 20°$ и в аксиальном (φ_z) $\pm 4{,}7°$ (что отвечает использованию 0,6% полного телесного угла) ширина изображения линейного источника равна 0,98 мм и при $\Delta = q = d$ и $\sigma \lll \Delta$ $R = 0{,}52\%$. Высота источника при этом бралась 10 мм.

Вычисленная форма спектральной линии имела ширину на половине высоты 0,8 от полуширины основания. Поэтому в приведенном выше примере следует ожидать $R = 0{,}42$ %.

4) Аксиальная фокусировка для указанных углов расходимости и высоты источника вполне удовлетворительная: высота изображения в 2 раза больше высоты источника.

5) Зависимость между относительной полушириной изображения и используемым телесным углом квадратичная: $R \sim \Omega^2$, что, несомненно, является преимуществом данного спектрометра перед другими типами, где эта зависимость линейная: $R \sim \Omega$, как, например, в кэтроне.

3. Магнитное поле прибора

Получение магнитного поля с заданным распределением и величиной связано с конструкцией магнита, величиной радиуса равновесной орбиты и некоторых других постоянных прибора.

Предпочтительной конструкцией магнита для получения аксиально-симметричного поля является двоякогрибовидная форма его железной части с катушкой, намотанной вокруг сердечника.

При одинаковом весе в магните такого типа можно получить больший радиус равновесной орбиты, чем в магните обычного типа. Ввиду отсутствия возможности изготовить такой магнит мы воспользовались магнитом с сердечником **С**-образной формы и уже его полюсам придавали специальный профиль для получения требуемого распределения магнитного поля в зазоре.

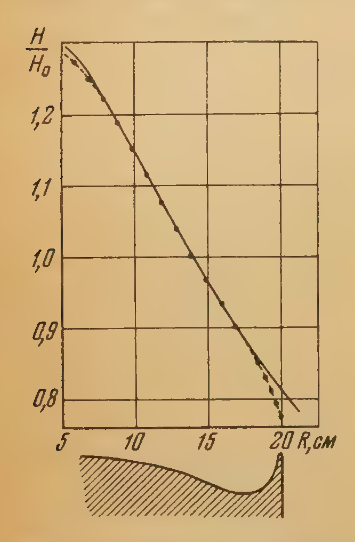


Рис. 2. Зависимость экспериментального (точки) и заданного (сплошная кривая) магнитных полей в плоскости симметрии от расстояния от оси. Внизу показан профиль полюса

Форму профиля полюсов в первом приближении можно вычислить.

Такая задача решается сравнительно просто, если не принимать во внимание рассеяния поля у края полюсов. В этом случае в качестве рабочей части поля можно использовать область, достаточно удаленную от края полюсов. Однако практически краевой эффект почти всегда необходимо учитывать. В этом случае решение задачи о связи формы полюса с заданным полем значительно сложнее. Для аксиальносимметричного поля, изменяющегося по закону $H \sim \frac{1}{\sqrt{\rho}}$, сечение полюсов плоскостью, проходящей через радиус и ось, дает параболическую кривую. Здесь и дальше текущий радиус обозначен через ρ, в соответствии с тем, что в магнитном анализе импульс электрона принято обозначать через $H\rho$.

Для уменьшения рассеяния поля вблизи края полюса в этом месте у последнего делается выступ. Форма и размеры выступа очень сильно влияют на распределение поля в межполюсном зазоре.

Наши технические возможности позволили изготовить полюсы диаметром 400 мм и выбрать радиус равновесной орбиты 140 мм. До начала изготовления полюсов была вычислена в первом приближении их форма с учетом распределения поля в межполюсном зазоре магнита с плоскими круглыми полюсами. С таким профилем полюсов мы получили распределение поля, отличающееся от требуемого на 1,5—2%.

Для получения более точного совпадения экспериментального поля с выбранным производилась проточка полюсов с последующим измерением распределения поля вдоль радиуса в плоскости симметрии. В результате многократных проточек мы получили совпадение экспериментального поля с заданным почти во всей области, где проходит пучок электронов, с точностью до 0,2 %.

Рис. 2 показывает эту зависимость графически. Экспериментальная кривая отклоняется от заданной больше, чем на 0,2 %, в областях, отвечающих значениям радиуса, бо́льшим 18,5 см и меньшим 6 см, в то время как максимальное расхождение пучка электронов по радиусу ограничивается значением $\rho_{max} = 18{,}5$ см и $\rho_{min} = 7{,}8$ см. Необходимо также, чтобы совпадение экспериментального поля с выбранным происходило во всей области, где проходит пучок электронов, с такой же точ-

ностью. На рис. 3 даны кривые распределения заданного и экспериментального полей для $z = \pm 15$ мм (z — расстояние от плоскости симметрии). Здесь наблюдается менее удовлетворительное совпадение полей для больших ρ вблизи выступа полюсов, где величина поля растет с увеличением z быстрее, чем это требуется. В месте, где проходит пучок, это расхождение достигает в небольшой области 0,3 %. Число электронов пучка, проходящих через этот участок поля, составляет незначительную долю, кроме того, их путь в этой области поля также составляет небольшую часть полного пути, и можно полагать, что их дефокусировка будет невелика.

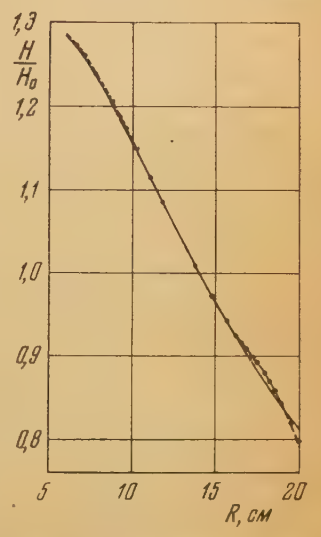


Рис. 3. Зависимость экспериментального (точки) и заданного (сплошная кривая) полей в плоскости $z = \pm 15$ мм от радиуса

Используемое в приборе магнитное поле должно обладать осевой симметрией. Влияние **С**-образной станины на рассеяние поля и возможная непараллельность полюсов могли привести к нарушению такой симметрии. Для проверки этого факта проводились контрольные измерения. Эти измерения показали, что для данных ρ и z поле с точностью, большей чем 0,2 %, не зависит от угловой координаты ϑ, т. е. поле, действительно, обладает достаточно точной осевой симметрией, а также, что геометрическая ось полюсов совпадает с геометрической осью поля с такой же точностью.

Другая серия контрольных измерений имела целью проверку постоянства относительного распределения магнитного поля при различных значениях тока, протекающего через обмотку катушек электромагнита. Различие в распределении поля могло быть вызвано неравномерным насыщением отдельных областей полюсов и магнитопровода. Измерения показали отсутствие зависимости относительно распределения поля от величины тока через катушки магнита в выбранных для работы пределах тока с точностью до 0,2 %.

4. Измерение магнитного поля

Измерение магнитного поля проводилось при помощи баллистического гальванометра и включенной в его цепь измерительной катушки. Размеры измерительной катушки выбирались так, чтобы в занимаемом ею объеме среднее значение магнитного поля отличалось от величины поля, отвечающего ее геометрическому центру меньше, чем на 0,1 %. Оценка этих величин проводилась по заданному полю. Катушка имела размеры: высота 6 мм, внутренний диаметр катушки 1,5 мм, внешний диаметр намотки 3,0 мм, число витков 3000, диаметр провода 0,04 мм. Измерительная катушка помещалась в специальный механизм, позволявший перемещать ее вдоль любого радиального направления, а также параллельно оси поля. Поворот катушки на 180° осуществлялся при помощи пружины. Система нониусов и винтов позволяла устанавливать катушку на требуемое расстояние от оси и плоскости симметрии поля с точностью до нескольких сотых долей миллиметра.

При повороте катушки измерялся поток $2HS$, где H — среднее значение поля в объеме катушки, а S — эффективная площадь катушки.

Угол поворота подвижной системы гальванометра регистрировался методом трубы и шкалы. Шкала помещалась на расстоянии 650 см от гальванометра и имела 2500 делений. Труба позволяла делать отсчеты с точностью 0,5 мм для небольших отклонений и 1 мм для больших отклоне-

ний. При определении угла поворота зеркала гальванометра по отсчету по шкале вводились поправки на геометрию. Во избежание утечек цепь гальванометра тщательно изолировалась. В процессе измерений контролировалась чувствительность гальванометра. Постоянная гальванометра была порядка 10^9 мм C^{-1} и период около 20 сек. Измерительная система позволяла вести наблюдение с точностью $\pm$ 0,1 %.

5. Исследование зависимости $H=f(I)$

Определение величины магнитного поля в межполюсном зазоре при данном значении тока, протекающего через обмотку электромагнита, осложняется, как известно, явлением гистерезиса. Чтобы установить однозначное соответствие между этими величинами, железо сердечника электромагнита заставляют проходить всегда один и тот же замкнутый магнитный цикл, называемый частной петлей гистерезиса. Для этого ток в обмотке магнита изменяется в строго определенной последовательности $0 \rightarrow I_{max} \rightarrow 0$, где I_{max} — постоянная, контролируемая с большой точностью, величина.

Большое число проведенных нами измерений показало, что строгое выполнение указанной последовательности изменения тока позволяет получить однозначное соответствие между величиной тока и магнитным полем с точностью до 0,2 %. Были проведены специальные измерения с целью определения, в какой мере нарушается указанная однозначность при различных отклонениях от выбранной последовательности изменения тока. Оказалось, что если сердечник магнита претерпевает сильное изменение магнитного состояния, например переход на частную петлю гистерезиса противоположного направления (от «электронного» к «позитронному» полю), то для более быстрого перехода на прежнюю частную петлю гистерезиса надо пропустить через обмотку магнита максимально возможный ток (больше I_{max}) нужного направления, а затем провести обычное 20-кратное изменение тока в выбранных пределах.

Неоднозначность соответствия между величиной магнитного поля и током через катушки магнита является одним из основных источников погрешности в определении энергии электронов.

В нашем приборе возможность этой ошибки оказалась очень большой вследствие невысокого качества железа сердечника магнита и полюсов, обладающего значительным остаточным намагничиванием. Поэтому приходилось особенно тщательно контролировать постоянство протекающего тока при измерениях и последовательность его изменения.

Наиболее удобно было бы, конечно, осуществить постоянное непосредственное измерение и контролирование величины магнитного поля во время измерений, что и предполагается сделать в дальнейшем.

Выбор I_{max} в замкнутом тренировочном цикле $0 \rightarrow I_{max} \rightarrow 0$ до некоторой степени произволен. Наиболее выгодно выбирать величину I_{max}, соответствующую максимальной энергии электронов, для исследования которых рассчитан спектрометр.

Из соображений удобства использования имевшихся источников питания мы взяли I_{max} равным 0,50000 А; при этом прибором выделяются электроны с энергией ~ 2 MeV. Очевидно, что если точно воспроизведена частная петля гистерезиса, отвечающая выбранному циклу $0 \rightarrow I_{max} \rightarrow 0$, то при увеличении тока от I_{max} до I'_{max} будет иметься однозначное соответствие между величиной тока и магнитным полем с той точностью, с которой воспроизведена частная петля гистерезиса. Величина I'_{max} равна 0,75000 А, что соответствует энергии выделяемых полем электронов 3,5 MeV.

Экспериментальная кривая зависимости $H = f(I)$ имеет обычный вид кривой намагничивания. Прямолинейный участок кривой от $I = 0{,}15000$ А до максимальной величины тока указывает на отсутствие насыщения в сердечнике. Указанная зависимость, полученная при градуировке спектрометра по линиям конверсии, приводится ниже на рис. 12.

6. Конструкции прибора

Конструкция прибора существенно зависит от выбора электроннооптических параметров спектрометра. Как уже говорилось выше, диаметр полюсов магнита был равен 400 мм и радиус равновесной орбиты — 140 мм. При таком выборе радиуса равновесной орбиты мы надеялись суметь использовать угол расходимости пучка в радиальном направлении $\pm 20°$ относительно орбиты. Эта возможность была бы осуществлена, если бы распределение поля отвечало выбранному в пределах до 20 см от оси симметрии. Однако нам удалось получить близкое к заданному распределение поля только до расстояния, равного 18,5 см от оси симметрии поля. Это определило значение углов расходимости в радиальном направлении (φ_r) для внешней части пучка — 15° и для внутренней — 20°. В аксиальном направлении используются углы расходимости (φ_z) до $\pm 4°{,}7$. Как показали вычисления, источник следует брать 0,9—1 мм шириной для получения изображения с относительной полушириной 0,38—0,43 %. При таком выборе углов расходимости используемый телесный угол составляет около 0,6 % от полного телесного угла.

После выбора этих величин была уточнена конструкция прибора. В настоящем виде конструкция прибора показана на рис. 4.

Спектрометр состоит из: 1) электромагнита, 2) камеры, 3) системы, выделяющей пучок электронов, 4) вакуумной системы, 5) счетчиковой камеры, 6) радиотехнической схемы, 7) схемы питания и управления током.

Остановимся кратко на отдельных частях.

1) С-образный электромагнит кратко описывался выше. Здесь мы отметим, что наконечники полюсов, создающие необходимое распределение поля, служат крышками камеры спектрометра.

Такое устройство позволило свести до минимума расстояние между полюсами (до 90 мм) и таким образом облегчило получение нужного распределения поля вблизи края полюсов и уменьшило мощность источника, необходимого для питания магнита.

Для получения магнитного поля, отвечающего энергии фокусируемых спектрометром электронов 3,5 MeV, нужен источник питания 110 V; при этом потребляется мощность 82,5 W.

2) Корпус камеры спектрометра *1* (рис. 4) изготовлен из бронзы. Внутренний диаметр камеры 430 мм, толщина ее стенок 37 мм. Стенки покрыты глипталевым лаком для предотвращения возможной течи через поры металла. Крышки камеры (они же полюсы магнита) устанавливаются с точностью, обеспечивающей повторение распределения поля при их смене.

Для уменьшения рассеяния электронов от стенок камеры вся внутренняя поверхность камеры выложена органическим стеклом толщиной 4 мм.

3) Система, выделяющая пучок электронов, состоит из рамы *5*, приемной изогнутой щели *9* и радиальных диафрагм *8*. Латунная рама жестко укреплена внутри камеры. Угол между ее плоскостями, являющимися фокальными плоскостями прибора, равен $254°{,}6 \pm 5'$. Ось рамы при помощи специального штифта центрирована с осью полюсов с точностью $\pm 0{,}05$ мм. Одна часть рамы служит обоймой для постановки в нее рамки с радиоактивным источником, на другой части рамы установлена изогнутая приемная оптическая щель, ограничивающая пучок электронов,

попадающих в входное окно счетчиковой камеры 7. Установка приемной щели и системы рисок, определяющих положение источника, произведена нами с точностью до 0,05 мм. Проверка установки приемной щели и системы рисок сделана на компараторе.

Радиальные диафрагмы, выделяющие пучок заданной расходимости от источника выбранных размеров, сделаны также из органического стекла. Они покрыты тонким слоем графита и касаются полюсов для устранения возможности накопления на них электрического заряда. Форма диафрагм взята на основании проведенных расчетов. Диафрагмы поставлены под углами 45, 90, 127,3, 180 и 210°. Объем между счетчиковой камерой 7 и источником заполнен свинцом 6 для защиты счетчиков от пучка γ-лучей источника.

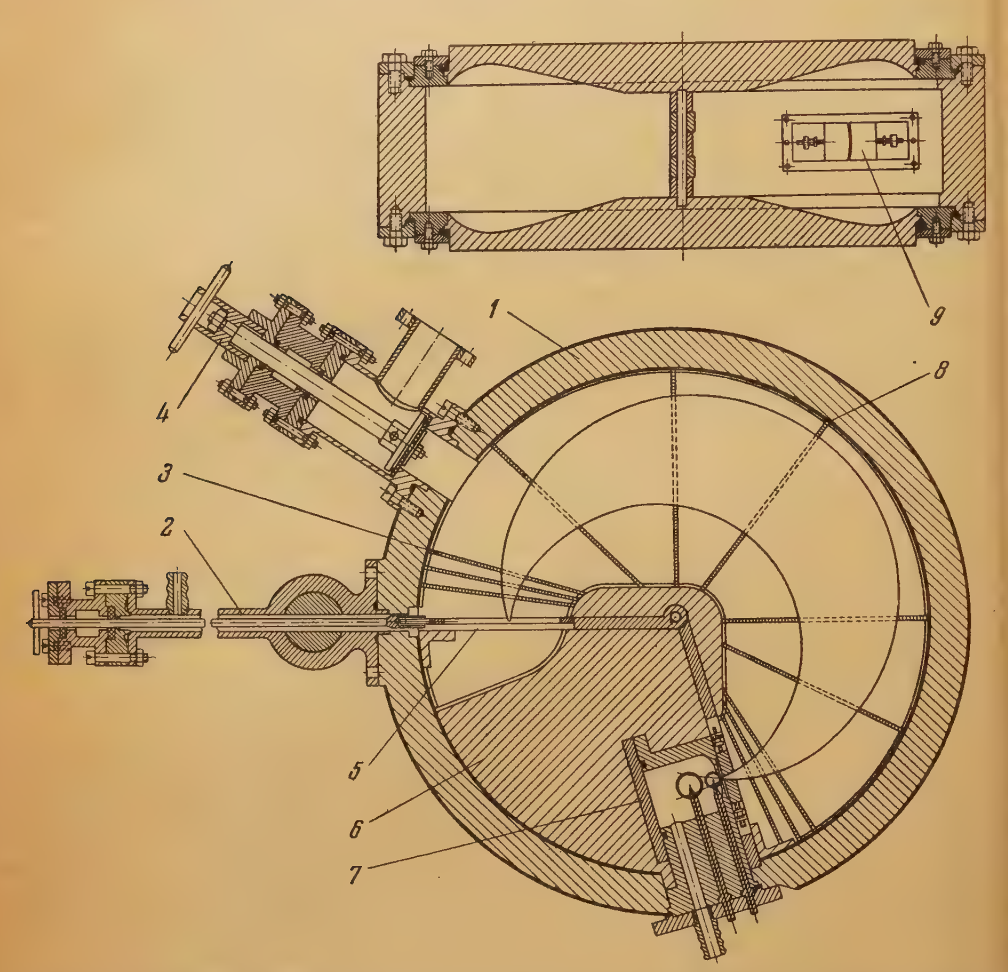


Рис. 4. Общий вид спектрометра: *1* — корпус, *2* — предварительная камера, *3* — диафрагмы для задерживания электронов, движущихся по эпитрохоидам, *4* — вакуумный кран, *5* — рама, *6* — свинцовая защита, *7* — счетчиковая камера, *8* — диафрагма для выделения пучка электронов, *9* — приемная щель

4) Вакуум в приборе создается при помощи форвакуумного ротационного насоса РВН-20 и масляного диффузионного насоса ЦВЛ-100. Прибор работает под постоянной откачкой. Давление в приборе не выше, чем 10^{-4} мм рт. ст.; при этом давлении длина свободного пробега мягких электронов в приборе значительно больше длины траектории. Диффузионный насос присоединен к вакуумному крану *4*.

Постановка рамки с источником в прибор производится через предварительную камеру *2*, представляющую собой своего рода шлюз, который позволяет сменять источник, не нарушая вакуума в приборе и не изменяя режима работы счетчиков.

5) Счетчиковая камера *7* служит для точной постановки двух счетчиков по пучку электронов за приемной щелью в приборе и для отделения откачиваемого объема прибора от смеси, наполняющей счетчики.

Схема устройства счетчиковой камеры видна из рис. 4. На входном окне счетчиковой камеры используется коллодиевая пленка толщиной 0,1—0,2 мг $см^{-2}$. Счетчики наполняются смесью из аргона (85 %) и спирта (15 %). Плато счетчиков близко к 200 V. На окна счетчиков наклеены тонкие напыленные металлом пленки для устранения искажения в них электрического поля. Счетчиковая камера соединена с большим объемом, содержащим рабочую смесь. Фон первого счетчика, ближайшего к входной щели, равен 22—25 импульсов в минуту.

6) Радиотехническая схема позволяет регистрировать счет первого счетчика и счет совпадений при помощи двухканального усилителя с разрешающим временем $3 \cdot 10^{-6}$ сек. Счет случайных совпадений был 4—5 импульсов в минуту. Третий канал усилителя служит для устранения влияния помех на его работу.

Усилитель питается электронным стабилизатором напряжения, счетчики — заводским стабилизатором ВСЭ-2500. Переменное напряжение, питающее систему, стабилизуется феррорезонансным стабилизатором. Для больших скоростей счета используются пересчетные схемы ПС-64.

7) При работе на спектрометре следует предусмотреть возможность измерения тока с необходимой степенью точности и его изменения достаточно малыми интервалами при постоянстве источника питания.

Выполнение первых двух положений обеспечивается компенсационной схемой измерения тока с использованием высокоомного потенциометра типа Рапса.

Постоянство источника питания обеспечивается использованием аккумуляторной батареи емкостью 70 Ah.

Исследование и градуировка спектрометра

7. Приемная щель

Поскольку впервые в β-спектрометре используется изогнутая приемная щель, на этом следует специально остановиться.

Приемная щель представляет собой своего рода диафрагму, устанавливаемую непосредственно перед счетчиками в фокусе электронного пучка. Очевидно, что диафрагма, поставленная в фокусе, лучше, чем какая-либо другая, ограничивает пучок. Поскольку окно каждой диафрагмы повторяет форму поперечного сечения пучка электронов в месте, где она размещена, форму приемной щели выгоднее всего взять такой же, какова форма изображения источника в фокусе. Как следовало из вычислений (стр. 129), изображение линейного или широкого источника получается изогнутым по дуге окружности радиуса 88 мм. Однако, прежде чем изготавливать щель, мы экспериментальным путем исследовали форму изображения источника.

Для этой цели мы брали полоску алюминиевой фольги, размером 28 × × 1 мм, покрытую активным осадком Th (B + C + C′ + C″). В фокус помещалась обыкновенная фотопленка и спектрометр настраивался на линию *F* ThB при помощи счетчиков (для попадания электронов в счетчики в фотопленке было оставлено небольшое окно). Рис. 5 (см. вклейку, стр. 136) показывает полученное изображение источника (слева от прямоугольной полоски, представляющей изображение входного окна счетчиковой камеры, освещенной изнутри). Изображение источника специально

сдвинуто несколько к центру поля с целью устранения наложения изображений.

Кривизна изображения определялась при помощи микрофотограммы, показанной на рис. 6. Здесь почернение пленки (сплошные кривые с максимумами) дано как функция расстояния вдоль радиуса от некоторой произвольно выбранной точки на нем, для различных расстояний z от плоскости симметрии. Через точки, соответствующие максимуму почернения, проведена кривая, которую оказалось возможным представить дугой окружности с радиусом 8,80 см.

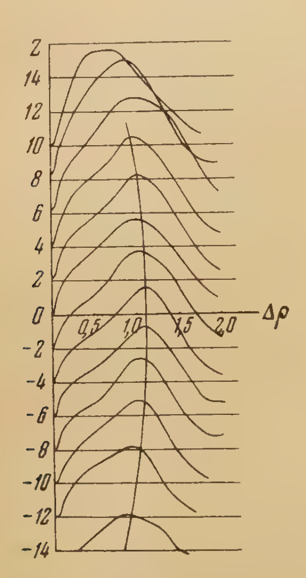


Рис. 6. Микрофотограмма изображения источника; z и ρ указаны в мм

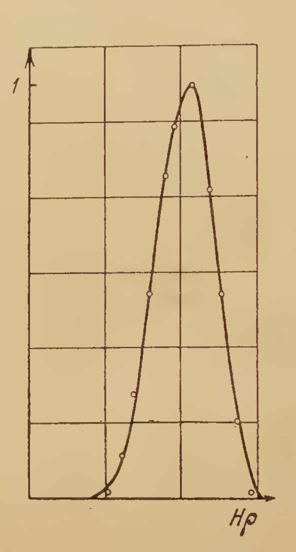


Рис. 7. Вычисленная (сплошная кривая) и экспериментальная (точки) форма линии X ThC″

Определение радиуса кривизны изображения непосредственно геометрически по его контуру дало такой же результат. Совпадение полученного из наблюдения и вычисленного радиусов кривизны вполне удовлетворительно.

После этих опытов была изготовлена щель по форме изображения с радиусом кривизны ножей 88 мм по типу цейссовской оптической щели с раздельно подвижными ножами. С этой щелью спектрометр сейчас работает. Экспериментальная форма линии, полученная при изучении линии электронов конверсии X ThC″, совпала с вычисленной (рис. 7). Снятая с прямой щелью, эта же линия была шире и ее вершина несколько смещена в область меньших $H\rho$.

8. Поведение электронов малых энергий в сильных полях в спектрометре

Когда мы приступили к градуировке спектрометра, был обнаружен эффект, мешающий нормальной работе прибора. Этот эффект заключался в том, что при значениях $H\rho$, отвечающих приблизительно энергии электронов 400 keV, счет числа электронов увеличивался примерно линейно с увеличением поля. Сразу же выяснилось, что это увеличение счета обусловлено электронами, испускаемыми источником.

Для исследования этого эффекта мы пользовались источником S^{35}, который, как известно, является чисто электронным излучателем с границей спектра 169 keV.

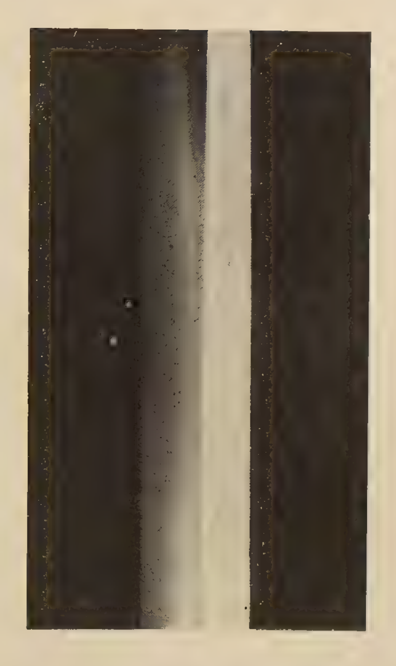


Рис. 5. Изображение источника монохроматических электронов

Прибор передавал спектр S^{35}, затем считался собственный фон первого счетчика, а начиная от значения тока 0,14 А, что отвечает 400 keV энергии выделяемых электронов, счет увеличивался с ростом тока (кривая *1*, рис. 8).

Объяснить это увеличение счета просто, если принять во внимание, что в спектрометре используется неоднородное магнитное поле и немонохроматический источник электронов: если электроны при некоторой величине поля движутся по кривой со средним радиусом кривизны 14 см и регистрируются, то при увеличении поля в 7 раз эти же электроны будут двигаться по кривой, называемой эпитрохоидой, со средним радиусом кривизны петель 2 см, достигнут фокальной плоскости, если их не задержат первая или последняя диафрагмы, и смогут опять зарегистрироваться.

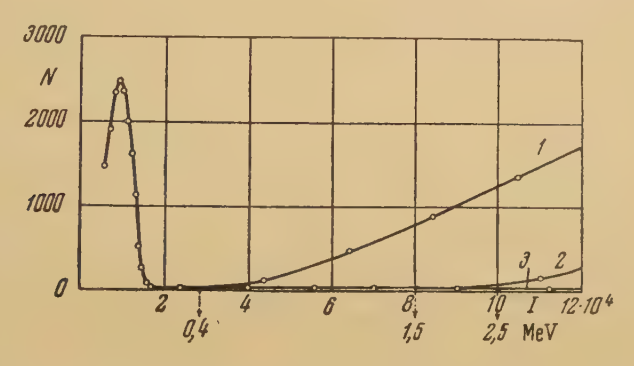


Рис. 8. *1* — зависимость числа электронов малых энергий, проникающих в счетчиковую камеру при относительно сильных полях, от силы тока — «хвост» за спектром S^{35}, *2* — то же самое, но при постановке дополнительных диафрагм под углами 12, 16 и 20° к фокальным плоскостям, *3* — то же самое, но с диафрагмой еще и под углом 8°

Такой характер движения электронов был впервые рассмотрен Тибо [15] и Картаном [16]. Эти авторы рассматривали движение β-частиц малых энергий в неоднородных сильных магнитных полях в области, где H линейно меняется с расстоянием от оси поля. Более общее рассмотрение этого вопроса было сделано Ляфукриэр [17, 18] для неоднородных полей, изменяющихся таким образом, что $\rho \cdot H(\rho)$ есть убывающая функция ρ. Выбранное нами поле близко к полю, изменяющемуся по закону $1/\sqrt{\rho}$. Однако выводы упомянутых авторов о характере движения β-частиц в неоднородных сильных магнитных полях применимы и к этому полю; при этом изменяются лишь некоторые детали движения частиц (прецессия, ширина петель) по кривым типа эпитрохоид.

Диафрагмы, расположенные под углами 45 и 210°, ближайшие к источнику и счетчикам, имеют окна размером вдоль радиального направления 6 см; сквозь них могут проходить электроны, движущиеся по эпитрохоиде со средним радиусом кривизны петли 3 см.

На рис. 9 показана часть траектории электрона, движущегося при указанном выше соотношении между его энергией и величиной поля.

Таким образом, в нашем спектрометре электроны малых энергий в сильных полях вновь получают возможность проникать в область, примыкающую к приемной щели, и затем попадать в счетчики.

С увеличением поля все большее число электронов непрерывного спектра радиоактивного источника получает возможность проникать в область приемной щели. Этим объясняется увеличение счета с ростом поля; получается в некотором роде интегральный спектр источника.

Можно указать два способа уменьшения этого нежелательного увеличения счета с ростом поля. Первый заключается в том, что в области наибольшего раствора пучка вдоль равновесной траектории устанавливается тонкая цилиндрическая перегородка. В этой перегородке электроны, движущиеся по эпитрохоиде, поглотились бы, пересекая ее много раз.

Второй способ заключается в том, что вблизи источника ставятся дополнительные диафрагмы. Окна в этих диафрагмах значительно у́же, чем в диафрагмах, стоящих под углами 45 и 210°; они пропустят электроны, движущиеся по эпитрохоидам с меньшим радиусом кривизны петель. Нами и был выбран этот способ, и соответственно этому были поставлены дополнительные диафрагмы под углом 20, 16 и 12° к фокальным плоскостям.

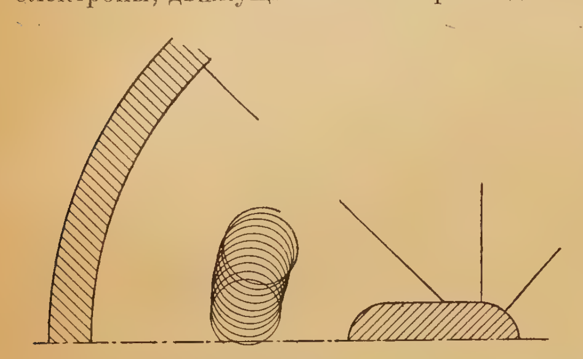


Рис. 19. Траектория электрона, движущегося с импульсом, величина которого в 7 раз меньше величины $H\rho$ при данном H в спектрометре

Эти диафрагмы отодвинули начало увеличения счета до величины $H\rho$ в спектрометре, отвечающей энергии электронов нормального пучка 1,5 MeV (кривая *2*, рис. 8). Поставив еще диафрагмы под углом 8° к фокальным плоскостям, у которых окно имеет по радиусу размер около 14 мм, мы наблюдали начало увеличения счета при значении $H\rho$, отвечающем энергии электронов, близкой к 3,0 MeV. На рис. 8 этому случаю соответствует прямая *3*.

Увеличение числа совпадений для электронов малых энергий, естественно, начинается при значительно бо́льших значениях полей, чем в первом счетчике.

В последнем варианте постановки диафрагм не наблюдается увеличения числа совпадений во всей рабочей области изменения величины поля (тока).

Таким образом, счет совпадений в нашем приборе позволяет исследовать весьма жесткие β-спектры без искажения. На рис. 4 показаны диафрагмы *3*, стоящие в приборе под углами 8, 12 и 16° по отношению к фокальным плоскостям; назначение их состоит в задержании электронов, движущихся указанным выше образом в рабочей области изменения поля.

На вопрос о том, как лучше разместить эти диафрагмы, должен дать ответ опыт и вычисления.

Очевидно, что начало этого интегрального спектра будет зависеть от толщины пленки входного окна счетчиковой камеры и от геометрии (размеров, толщины) источника.

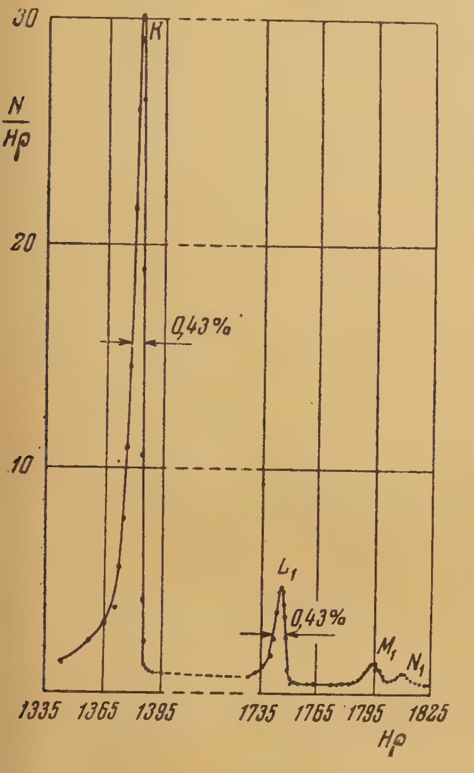
Интересно отметить, что никто из исследователей, эксплуатирующих такие спектрометры, не упоминает об этом эффекте*. Очевидно, что такой эффект не будет наблюдаться в спектрометре «кэтрон», так как источник в нем находится в области однородного поля.

---

* После написания этой статьи в литературе появился ряд сообщений о постройке новых β-спектрометров с двойной фокусировкой пучка (в частности Stoker P. H., Heerschop M. a. Ong Ping Hok, Physica, **19**, 433 (1953)). Эти авторы также отмечают проникновение электронов малых энергий указанным образом в детектор, наблюдавшееся ими при изучении β-спектра U ($X_1 + X_2$). Прим. автора при корректуре.

9. Градуировка спектрометра

Абсолютные измерения магнитного поля, проведенные при помощи баллистического гальванометра, не были достаточно точны, так как эффективная площадь измерительной катушки была определена неточно. Измерения с ней показали, что зависимость $H = f(I)$ линейна, начиная от $I = 0,15$ А. Более точное установление соотношения между полем и



ис. 10. Электроны конверсии γ-линии *F* ThB

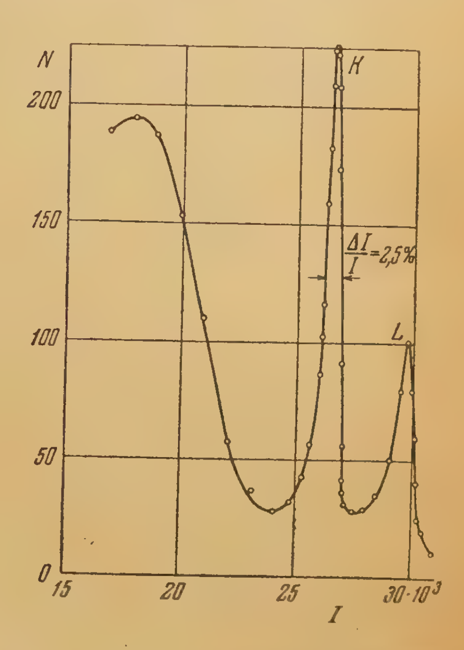


Рис. 11. Спектр комптон- и фотоэлектронов, вырванных аннигиляционным излучением Cu^{64} из свинца

оком, т. е. градуировка спектрометра, производилась нами по линиям онверсии Th (B + C + C′ + C″) и аннигиляционному γ-излучению. Лиии снимались с активным осадком Th на алюминиевой фольге с поверхнотной плотностью 1,4 мг см$^{-2}$.

Таблица 1

γ-Линии, использованные для градуировки спектрометра

γ-Линия	$h\nu$, keV	E_β, keV	$H\rho$, Gb
F ThB	237,9	147,7	1385,8
	237,9	221,7	1751,0
	237,9	233,98	1807,7
	237,9	236,94	1821,3
L ThC″	510	421,98	2603,1
γ-Лучи аннигиляции	510,97	423,15	2609
M+*L* ThC″	528,3	494,17	2886,6
X ThC′	2619	2531	10000
	2619	2603	10245

Энергия конверсионных электронов определялась по месту пересечения крутого спада конверсионной линии с линией непрерывного спектра, как это принято делать в поперечных магнитных спектрометрах. Для градуировки спектрометра мы использовали электронные линии, указанные в табл. 1.

На рис. 10 приведены линии конверсии F ThB на оболочках K, L_1, M_1, N_1. Относительная ширина линий весьма близка к приборной. Линия конверсии на K-оболочке превышает сплошной спектр под ней больше чем в 35 раз. Энергия γ-лучей аннигиляции определялась по энергии фотоэлектронов, выбитых из свинцовой мишени. На рис. 11 показана экспериментальная кривая распределения фото- и комптон-электронов, вырванных аннигиляционным γ-излучением Cu^{64} из свинца (поверхностная плотность 18,5 мг см$^{-2}$). Относительная полуширина фотолинии на K-оболочке 2,5 %. Это расширение линии вызвано толщиной и шириной мишени.

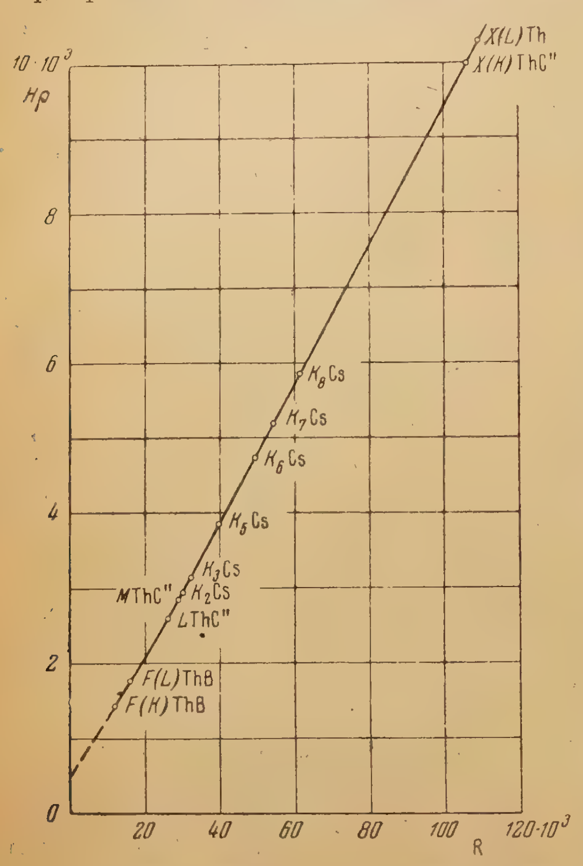


Рис. 12. Градуировочная кривая $H = f(I)$ спектрометра. Величина тока через обмотку магнита указана в показаниях потенциометра R

На рис. 12 представлена градуировочная кривая спектрометра в координатах, где по оси абсцисс отложен ток через катушки магнита, определяемый по показаниям потенциометра, по оси ординат — величина $H\rho$ в джильбертах. Сплошная линия представляет собой совмещенную с точной градуировочной кривой кривую, снятую при помощи баллистического гальванометра. Совпадение формы этих двух кривых и их линейность на участке от 30·10³ R и выше дают уверенность в правильном определении величины $H\rho$ во всей области изменения тока. Положения линий конверсии, снятых с различными источниками, а также с одним источником, но измеренных в разных сериях, различаются на 0,2—0,4 %. Этой величиной определяется погрешность измерений импульса электронов. Градуировка спектрометра в области малых энергий — ниже 100 keV требует дальнейшего уточнения.

На этом же рисунке нанесены точки, отвечающие линиям конверсии длиннопериодного изотопа Cs^{134}, энергия которых была определена при исследовании на «кэтроне».

Точки, обозначенные K_2, K_3, K_5, K_6, K_7, K_8, отвечают внутренней конверсии γ-переходов с энергией 569, 604, 802, 1038, 1166 и 1368 keV соответственно.

10. Передача формы β-спектра и рассеяние электронов в спектрометре

Следующей задачей была проверка характера передачи прибором спектра. Возможные источники искажения спектра в приборе можно разить на группы: 1) погрешности, связанные с устройством источника, погрешности, связанные с работой счетчиков и радиотехнической схеы, 3) погрешности, связанные с измерением магнитного поля, и 4) поешности, связанные с рассеянием электронов в приборе и определением она.

Первые две причины искажения формы β-спектра детально не рассмаивались. Во всех измерениях спектров учитывалось поглощение электроов в источнике и входном окне счетчиковой камеры. Источники испольвались достаточно тонкие и однородные.

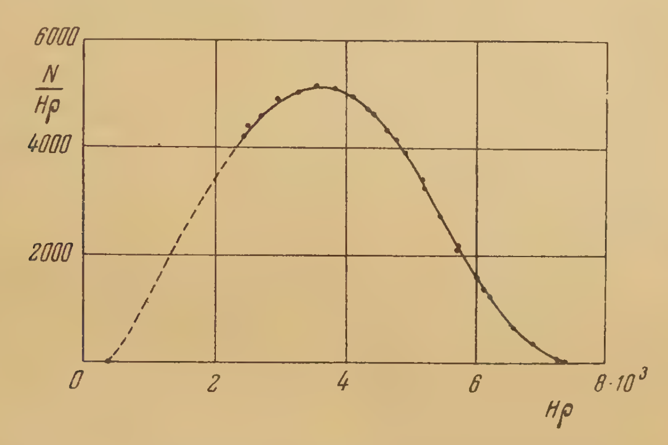


Рис. 13. β-спектр P^{32} по нашим измерениям (точки) и по литературным данным (сплошная кривая)

Счетчики, регистрирующие электроны, имели плато около 200 V. Все итание радиотехнической схемы было стабилизовано. Критерием правильсти работы схемы и всей аппаратуры была повторяемость результав в различных сериях измерений.

Влияние рассеяния электронов на исследуемый спектр в этом типе ектрометра должно быть меньше, чем в полукруговых, но диафрагмы, аходящиеся поблизости от источника, могут вызывать попадание расянных и вторичных электронов в пучок. С целью проверки рассеяния ектронов мы ставили в прибор в качестве источника P^{32} силой около)mCu. За границей его спектра регистрировался нормальный фон счетков. С этим же источником мы исследовали фон рассеянных электронов «позитронном» поле. Здесь также рассеянных электронов мы не обнаруили.

Влияние рассеянных электронов на форму исследуемого спектра прито проверять непосредственно измерением хорошо изученного спектра. о точность этого метода невелика. Он позволяет заметить присутствие ссеянных электронов в количестве не менее 5 %. В качестве стандартго мы выбрали β-спектр P^{32}. Он изучался рядом авторов. В результате следований был установлен простой характер его β-спектра с граничной ергией 1704±8 keV. Мы измеряли спектр P^{32} с источником с поверхноной плотностью 2,5 мг см$^{-2}$. Результаты измерений приведены на рис. 13. ектр приведен к равным интервалам $H\rho$ и совмещен по максимуму со ектром, приведенным в одной из последних опубликованных работ, священных исследованию P^{32} [19]. Точки на графике представляют ши измерения, сплошная линия — спектр, приведенный в указанной

работе. Диаграмма Ферми оказалась линейной до 400 keV. При указанной выше поверхностной плотности применявшегося источника отклонение от линейности диаграммы Ферми должно наступать как раз в этой области энергий. Граничная энергия, определенная из диаграммы Ферми, равна 1700±10 keV.

На основании этих измерений можно заключить, что рассеянные электроны в заметном количестве (свыше 5 %) отсутствуют.

Исследование излучения Cs^{134} и Sb^{124}

11. Исследование излучения длиннопериодного изотопа Cs^{134}

Длиннопериодный изотоп Cs^{134} образуется при облучении нейтронами. Эта реакция имеет довольно большое сечение, благодаря чему легко получается активное вещество с большой удельной активностью. В составе

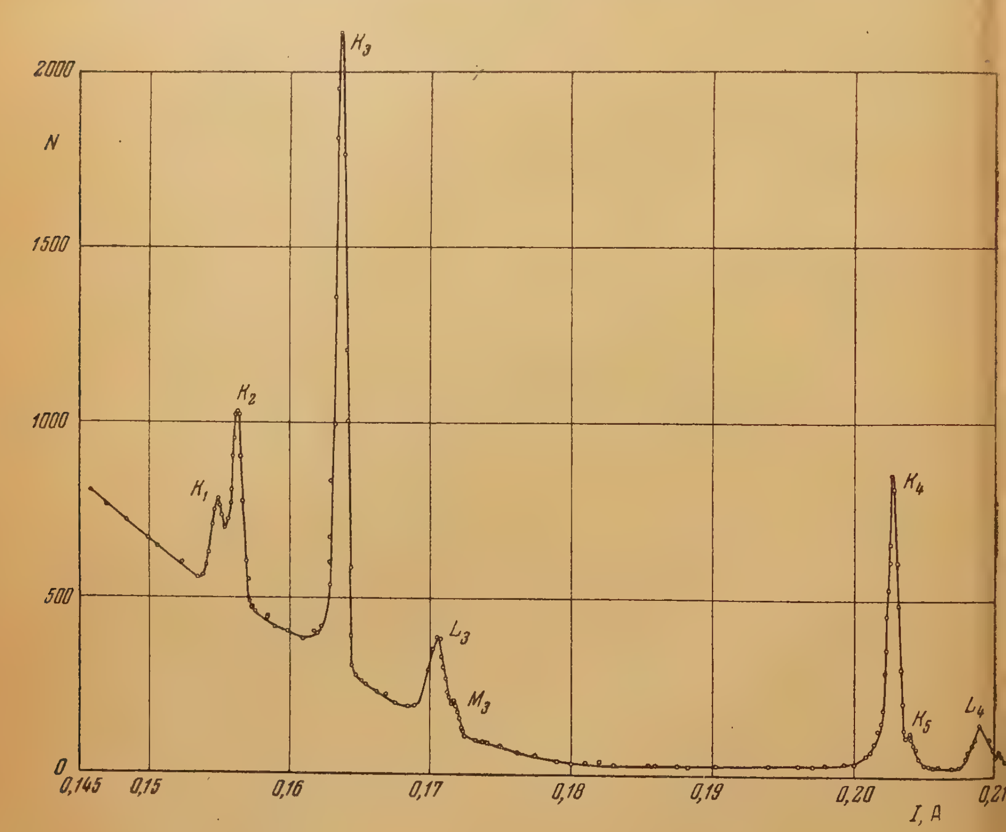


Рис. 14. Участок экспериментального β-спектра Cs^{134}, измеренного на спектрометре с двойной фокусировкой

излучения Cs^{134} ($T = 1{,}7$ года) имеется 8 γ-линий с энергиями 563, 569, 604, 796, 802, 1038, 1166 и 1368 keV.

Эти данные были получены при исследовании в нашей лаборатории в течение последних двух лет при помощи кэтрона излучения Cs^{134} [20]. Как видно, среди этих линий имеются близкие линии, различающиеся по энергии только на 5—6 keV.

Две близкие линии с энергией 563 и 569 keV были также обнаружены по конверсионным линиям при исследовании излучения этого изотопа на соленоидальном спектрометре [21].

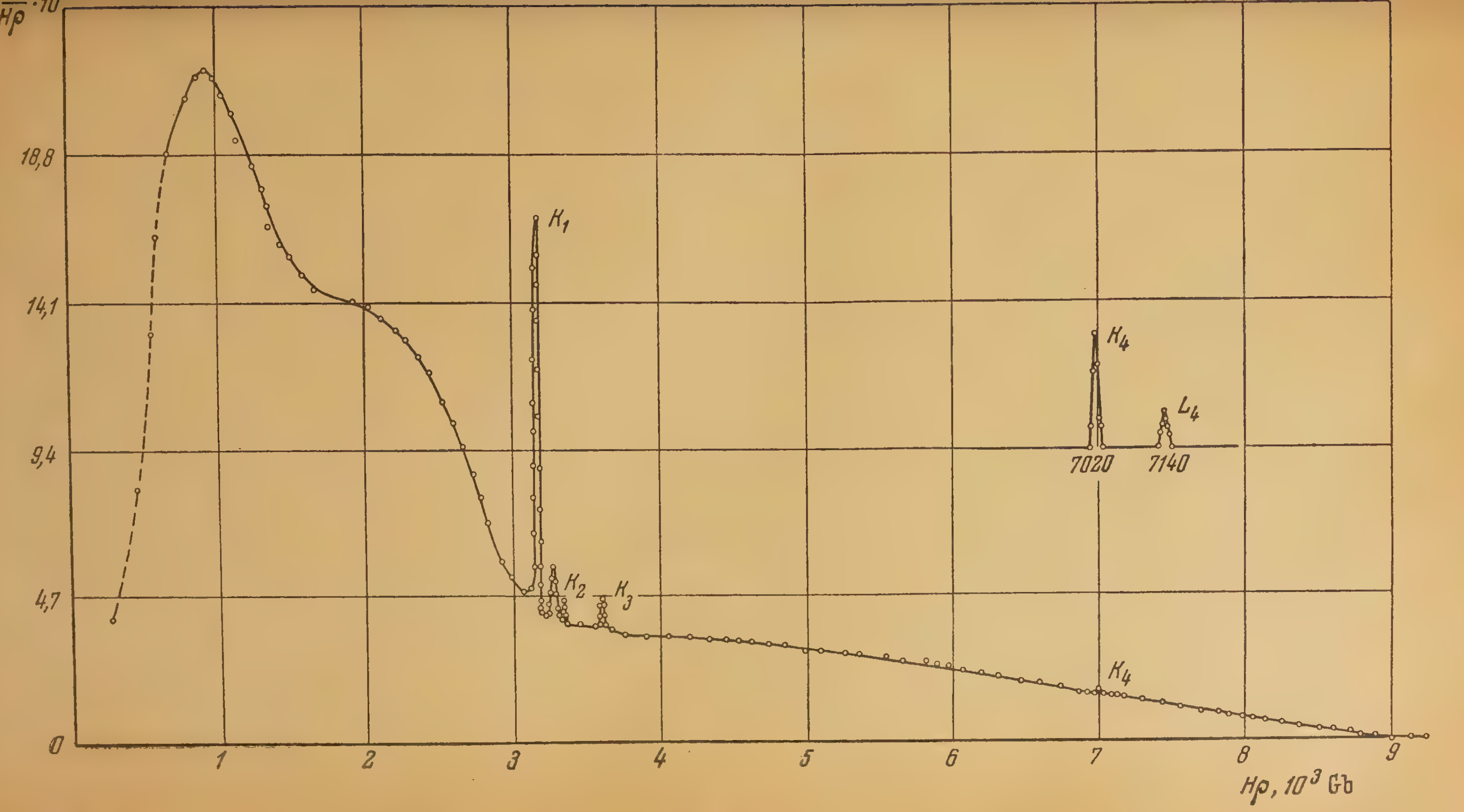


Рис. 15. Общий вид β-спектра Sb^{124}. Справа отдельно показаны в увеличенном масштабе конверсионные линии K_4 и L_4, отвечающие γ-переходу 1690 keV. Статистическая погрешность измерений — порядка размера точек

Корк с сотрудниками недавно исследовали излучение Cs^{134} на своем спектрометре с фотографической регистрацией и нашли, кроме указанных, еще 3 слабые γ-линии с энергиями 202,5, 475,0 и 662,7 keV [22].

Представляло большой интерес исследовать излучение этого изотопа на построенном нами спектрометре. Для этого мы взяли источник Cs^{134} размером $0{,}8\times30$ мм с поверхностной плотностью меньше 0,3 мг см$^{-2}$ на подложке с поверхностной плотностью 1,4 мг см$^{-2}$.

Было проведено несколько серий измерений. Результаты измерений совпали с данными, полученными на кэтроне.

На рис. 14 приведен участок экспериментальной кривой спектра. На нем ясно различаются близкие линии конверсии на K-оболочке — K_1 и K_2, отвечающие конверсии γ-линий с энергией 563 и 569 keV, а также линии K_4 и K_5, отвечающие конверсии γ-лучей с энергией 796 и 802 keV.

Относительная полуширина конверсионных линий в этих измерениях составляла 0,37 — 0,38 %, что совпадает с расчетным значением для ширины источника 0,8 — 0,9 мм. Действительно, из параграфа 2 следует, что полуширина линии $R = \frac{3}{4}\cdot\frac{0{,}8\,\Delta}{\rho_0} = 0{,}6\frac{\Delta}{\rho_0}$. Для источника цезия $R = \frac{0{,}6\cdot0{,}85}{140} = 0{,}37\,\%$.

Жесткие линии исследовались нами с более толстым источником, и они отчетливо наблюдались.

Диаграмма Ферми указывала на присутствие двух компонент в β-спектре с граничными энергиями ∼ 650 и ∼ 90 keV.

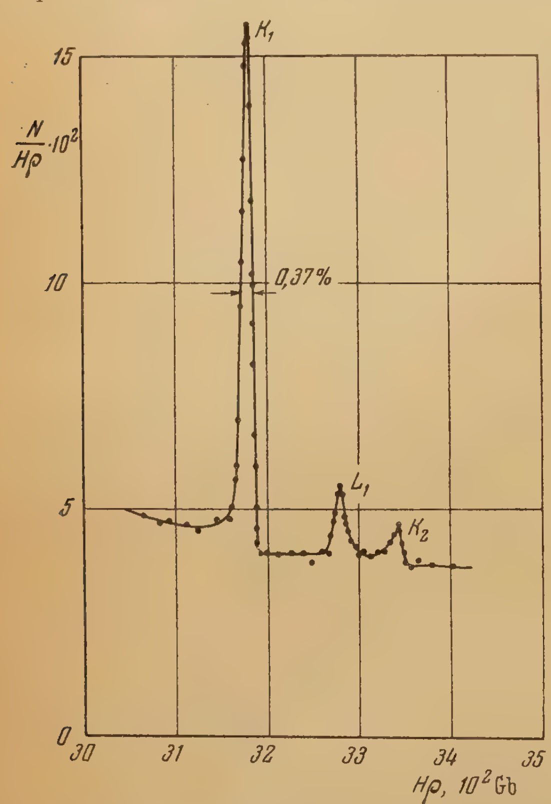


Рис. 16. Участок β-спектра Sb^{124} с конверсионными линиями K_1, L_1 и K_2

12. Исследование излучения Sb^{124}

Распад радиоактивного изотопа Sb^{124} ($T = 60$ дн) весьма сложен и не изучен до конца. γ-Лучи, испускаемые этим изотопом, тщательно исследовались на «ритроне» [23] К. Громовым, Б. Джелеповым, Н. Жуковским, А. Силантьевым и Ю. Хольновым. Этими авторами дана предположительная схема распада. Распад Sb^{124} сопровождается γ-лучами с энергией 121, 603, 650, 714, 958, 1052, 1347, 1708 и 2062 keV. γ-Лучи с энергией 121 keV были обнаружены только по линии конверсии [24, 25]. γ-Линия 603 keV также исследовалась по линиям конверсии. Остальные же линии — только по фото- и комптон-электронам. Непрерывный β-спектр Sb^{124} принято считать состоящим из пяти компонент с граничными энергиями 500, 680, 950, 1690 и 2290 keV.

Ланжер с сотрудниками [24] первые отметили, что жесткая компонента спектра Sb^{124} не отвечает фермиевской форме и ее следует отнести к спектру 1-го запрещения.

Таблица 2

Конверсионные линии радиоактивного изотопа Sb^{124}

Наименование линии	Энергия электронов конверсии, keV		Энергия γ-линии, keV	Средняя энергия γ-линии, keV
	K	L		
K_1	572	—	604	605
L_1	—	601	606	
K_2	615	—	646	
K_3	690	—	721	
K_4	1678	—	1691	1692
L_4	—	1689	1694	

На нашем спектрометре мы исследовали β-спектр Sb^{124} с источниками с поверхностной плотностью $0{,}1 \div 1$ мг см$^{-2}$ на подложке из слюды с поверхностной плотностью $1{,}4 \div 2$ мг см$^{-2}$, приготовленными испарением в вакууме металлической сурьмы. Результаты измерений приведены на рис. 15 и 16. На рис. 15 приведен общий вид полученного спектра в координатах $N/H\rho$, $H\rho$. На нем видны линии конверсии K_1 L_1 (последняя не обозначена на рисунке), K_2, K_3, K_4 и L_4 (K_4 и L_4 показаны отдельно в верхнем правом углу рисунка). На рис. 16 приведен отдельно участок спектра с линиями конверсии K_1; L_1 и K_2.

Данные об измеренных линиях конверсии приведены в табл. 2.

Конверсионную линию 89 keV [24] мы не исследовали, так как спектрометр в этой области нами не был тщательно проградуирован. Это мы делаем сейчас. Нами определено также отношение коэффициентов конверсии α_K/α_L для γ-линии 605 keV по площади пиков конверсии на K и L-электронных оболочках. Оно оказалось равным $7{,}0 \pm 0{,}5$. Непрерывный β-спектр Sb^{124} (рис. 15) сложен. Граничная энергия жесткой компоненты близка к 2300 keV.

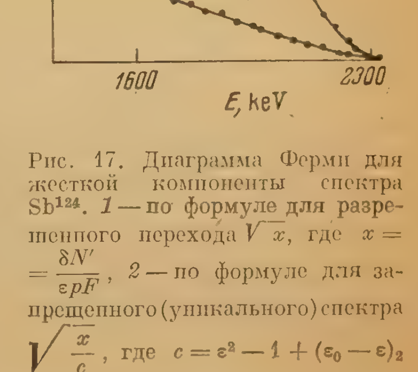


Рис. 17. Диаграмма Ферми для жесткой компоненты спектра Sb^{124}. 1 — по формуле для разрешенного перехода $\sqrt{x}$, где $x = \frac{\delta N'}{\varepsilon p F}$, 2 — по формуле для запрещенного (уникального) спектра $\sqrt{\frac{x}{c}}$, где $c = \varepsilon^2 - 1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon)_2$

Форма этой компоненты резко отличается от фермиевской и не сильно от формы так называемого уникального спектра (рис. 17), однако установление формы спектра требует более детального сравнения с теорией запрещенных β-переходов.

Отметим, что конверсионные линии в этих опытах имели относительную полуширину $R = 0{,}37\%$. Конверсионные линии K_2, K_3, K_4 и L_4 наблюдались впервые. Более полно результаты исследования излучения Sb^{124} будут сообщены позже — после окончания исследования, в частности, в мягкой области.

Заключение

Измеренная относительная полуширина конверсионных линий различных радиоактивных изотопов (Th, Cs, Sb), а также полученные формы линии и изображения показали полное соответствие между

экспериментальными данными и результатами вычислений. Это дает уверенность в том, что при работе с относительной полушириной изображения 0,15 % будет наблюдаться такое же соответствие. Такая уверенность позволяет привести любопытное сравнение. При $R = 0{,}15$ % в нашем приборе используется телесный угол $\Omega = 0{,}33$ %, а площадь нашего источника $S = 0{,}3 \times 30$ мм. Отсюда мы имеем произведение $(\Omega \cdot S)_1 = 0{,}33 \cdot 0{,}3 \cdot 30 = 2{,}97$.

Сотрудники Зигбана, Хедгран и Линд [26] работают сейчас на спектрометре такого же типа с $R = 0{,}2$ % и при этом используют телесный угол 0,1 % и источник размером 2×15 мм. Отсюда $(\Omega \cdot S)_2 = 0{,}1 \cdot 2 \cdot 15 = 3{,}00$. Отношение этих величин очень близко к 1.

Таким образом, при использовании источников одинаковой удельной активности скорости счета в построенном нами приборе с $\rho_0 = 140$ мм и в приборе Зигбана с $\rho_0 = 500$ мм будут одинаковыми при $R = 0{,}15$—0,20 %.

Такое выгодное соотношение получается по двум причинам: 1) для получения данной величины R изогнутая щель по сравнению с прямой щелью позволяет использовать бо́льшие телесные углы и 2) в построенном нами спектрометре используются относительно высокие источники. Немаловажную роль играет, повидимому, и форма поля $H(\rho)$. Заметим, что в нашем приборе не использованы все возможности метода: во-первых, высоту источника можно увеличить в 1,5 раза и, во-вторых, можно использовать бо́льшие чем 20° радиальные углы расходимости без расширения изображения. Это не сделано по чисто техническим причинам. Однако увеличение радиальных углов расходимости может облегчить проникновение электронов малых энергий при сильных полях в счетчиковую камеру. Но указанные способы управления ими позволяют преодолеть эту трудность. В дополнение к этим способам при работе в области сильных полей ($H\rho > 8{,}5 \cdot 10^3$ Gb) на входном окне счетчиковой камеры можно использовать несколько более толстую пленку, которая не уменьшала бы заметно интенсивности фокусируемого пучка электронов с энергией больше 2 MeV и поглощала бы электроны малых энергий меньше 50 keV, движущиеся по кривым типа эпитрохоиды. Конечно, эти вопросы требуют дальнейшего исследования.

В создании спектрометра, кроме автора, участвовали: Г. С. Русинов — в изготовлении магнита, полюсов и радиотехнической схемы; Е. К. Кулаковский — на различных этапах построения спектрометра и измерениях на нем, а также студенты-дипломанты: Н. С. Каминер — в разработке конструкции прибора, изготовлении магнита и нахождении формы полюсов; В. А. Юргенсон — в изготовлении полюсов и опробовании спектрометра; В. П. Рудаков — в изготовлении полюсов, во всех испытаниях и исследованиях свойств спектрометра; И. С. Осипов и Л. М. Пономарева — в отдельных измерениях.

В заключение мы считаем своим приятным долгом выразить искреннюю признательность Б. С. Джелепову за ряд ценных советов и обсуждение некоторых вопросов, а также Г. С. Кватеру за ряд очень полезных советов.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Получена редакцией
30. XI. 1953 г.

Цитированная литература

1. Корсунский М., Кельман В. и Петров Б., ЖЭТФ, 14, 394 (1944).
2. Джелепов Б. С. и Башилов А. А., Изв. АН СССР, Серия физич., 14, 263 (1950).
3. Шпинель В. С., ДАН СССР, 53, 801 (1946); ЖТФ, 20, 834 (1950).
4. Langer M. L. a. Cook G. S., Rev. Sci. Instr., 19, 257 (1948).

5. Bruner J. A. a. Scott F. D., Rev. Sci. Instr., **21**, 545 (1950).
6. Siegbahn K. a. Svartholm N., Nature, **157**, 872 (1946); Svartholm N. a. Siegbahn K., Arkiv f. Mat., Astr. och Fys., **33A**, № 21 (1947).
7. Hedgran A., Siegbahn K. a. Svartholm N., Proc. Phys. Soc., **63A**, 960 (1950).
8. Shull F. B., Phys. Rev., **74**, 917 (1948).
9. Curi F., Osoba J. a. Slack L., Rev. Sci. Instr., **19**, 771 (1948).
10. Bartlett A. A. a. Bainbridge K. T., Rev. Sci. Instr., **22**, 517 (1951).
11. Kerst D. a. Serber R., Phys. Rev., **60**, 53 (1941).
12. Shull F. B. a. Dennison D. M., Phys. Rev., **71**, 681 (1947); **72**, 256 (1947).
13. Rosenblum E. S., Phys. Rev., **72**, 731 (1947).
14. Verster N. F., Physica, **16**, 815 (1950).
15. Thibaud J., C. R., **197**, 447 (1933).
16. Cartan L., C. R., **197**, 1604 (1933).
17. Lafoucrière J., C. R., **229**, 823 (1949).
18. Lafoucrière J., C. R., **229**, 1005 (1949); Phys. Rev., **77**, 655 (1950).
19. Agnew H. M., Warshaw S. D., Chen J. J. L. a. Appelton G. L., Phys. Rev., **80**, 288 (1950).
20. Башилов А. А., Антоньева Н. М., Блинов М. В. и Джелепов Б. С., Изв. АН СССР, Серия физич., **18**, *1*, 43 (1954).
21. Shmidt F. a. Keister G., Phys. Rev., **86**, 632 (1952).
22. Le-Blanc J., Nester W., Martin D., Brice M. a. Cork J., Bull. Am. Phys. Soc., **27**, № 5 (1952).
23. Громов К., Джелепов Б., Жуковский Н., Силантьев А. и Хольнов Ю., ДАН СССР, **86**, 2, 255 (1952).
24. Langer L. M., Moffat R. D. a. Price H. C., Phys. Rev., **79**, 808 (1950).
25. Hutchinson D. R. a. Wiedenbeck M. L., Phys. Rev., **88**, 699 (1952).
26. Hedgran A. och Lind D., Arkiv f. Fys., **5**, *1—2*, 29, 177 (1952).
27. Павинский П. П., Изв. АН СССР, Серия физич., **18**, *2* (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XVIII, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

В. М. КЕЛЬМАН, Д. Л. КАМИНСКИЙ и В. А. РОМАНОВ

β-СПЕКТРОМЕТР С БОЛЬШОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТЬЮ*

Общие положения

В предыдущей работе [1] были рассмотрены возможные пути построения магнитного β-спектрографа по аналогии с оптическим спектрографом. Такой β-спектрограф состоит из магнитной отклоняющей системы — «призмы» — и из двух магнитных линз. Основной вопрос при создании подобного прибора — выбор формы отклоняющего магнитного поля, которое должно вносить по возможности малые искажения при отклонении объемного пучка электронов. В качестве такого поля мы выбрали симметричное относительно средней плоскости магнитное поле с напряженностью, не изменяющейся при перемещении в одном определенном направлении (плоское поле).

β-Спектрограф с магнитной призмой и двумя магнитными линзами должен обладать всеми основными достоинствами, характерными для оптического спектрографа. Его линейную дисперсию можно увеличивать за счет простого удлинения пути электронов на свободном от магнитного поля участке между второй (фокусирующей) магнитной линзой и регистрирующим устройством без одновременного увеличения размеров отклоняющих и фокусирующих элементов прибора. Возникающее при этом увеличение изображения источника может быть устранено соответствующим удлинением пути между источником и первой (коллиматорной) линзой. Можно строить β-спектрографы рассматриваемого типа, обладающие большой интенсивностью, т. е. использующие β-частицы, вылетающие из источника в пределах большого телесного угла. Последнее утверждение основывается на том обстоятельстве, что величина аберрации нашего прибора, связанная с величиной апертурного угла, относительно невелика даже при значительных размерах используемого телесного угла. Для того чтобы это показать, рассмотрим аберрации электроннооптических элементов, входящих в состав рассматриваемого β-спектрографа.

Магнитным линзам, как известно, свойственны аберрации третьего порядка. Величина круга рассеяния, обусловленного сферической аберрацией, играющей при наших условиях основную роль, пропорциональна третьей степени апертурного угла. Следовательно, магнитные линзы позволяют использовать электронные пучки с большим углом расходимости.

Рассмотрим теперь искажения, вносимые магнитной призмой. Оценка аберрации магнитной призмы, работающей в определенных условиях, была уже произведена в упомянутой выше работе [1]. Но там при выводе формулы для величины аберрации (формула (12)) принималось, что влияние поля рассеяния сказывается только на вертикальной фокусировке пучка β-частиц, а сама аберрация возникает из-за различных наклонов траекторий, лежащих на различных расстояниях от средней плоскости, в области однородного поля. Более точный расчет, свободный от этого допу-

* Доложено на Совещании в АН СССР 4 февраля 1952 г.

щения, показывает, что произведенная оценка дает сильно завышенные значения для величины аберрации, которая, как оказывается, вообще не зависит от угла наклона траекторий в межполюсном пространстве.

Приведем более строгий вывод формулы для величины аберрации выбранной нами отклоняющей системы. Введем прямоугольную систему координат X, Y и Z. Пусть плоскость $z=0$ совпадает со средней плоскостью магнитного поля (которую мы будем считать расположенной горизонтально), а ось X совмещена с линией пересечения средней плоскости с другой, перпендикулярной к ней, плоскостью симметрии

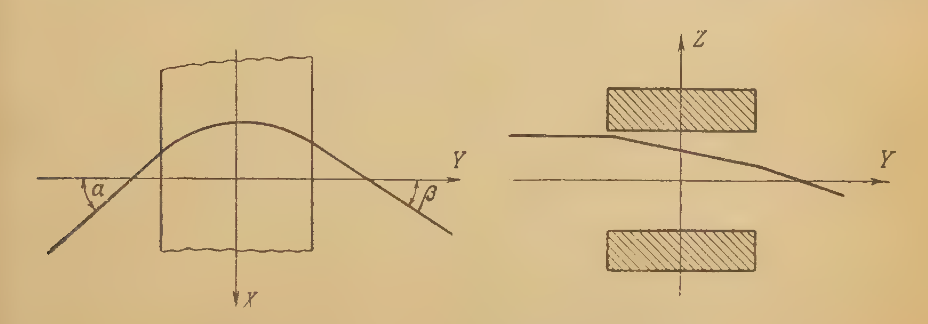


Рис. 1. Расположение координатных осей

поля (рис. 1). Напряженность магнитного поля не зависит от координаты x. Уравнение Гамильтона—Якоби для этого случая будет иметь вид:

$$\left[\frac{\partial S_0}{\partial x} - \frac{e}{c} A(y, z)\right]^2 + \left(\frac{\partial S_0}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial S_0}{\partial z}\right)^2 = 2mE. \qquad (1)$$

Здесь e и m — заряд и масса электрона, E — его полная энергия, S_0 — функция укороченного действия, $A(y, z)$ — абсолютное значение вектор-потенциала **A**, направленного в нашем случае параллельно оси X. Координата x — циклическая, поэтому

$$P_x = m\dot{x} + \frac{e}{c} A(y, z) = C, \qquad (2)$$

где P_x — обобщенный импульс, а C — постоянная. В свободных от поля областях слева и справа от отклоняющей системы вектор-потенциал постоянен. Поэтому для любой, произвольно выбранной траектории можно написать:

$$m\dot{x}_0 + \frac{e}{c} A_0 = C \qquad (3)$$

и

$$m\dot{x}_i + \frac{e}{c} A_i = C. \qquad (4)$$

Здесь и в дальнейшем индекс $_0$ относится к свободной от поля области со стороны источника электронов, а индекс $_i$ — к свободной от поля области со стороны регистрирующего устройства.

Обозначим через γ угол наклона траектории по отношению к средней плоскости, через α и β — углы, образованные проекциями направлений движения частицы на среднюю плоскость с осью Y, для лежащих за пределами отклоняющего поля начального и конечного участков траекто-

рии*. Тогда, исключив C из равенств (3) и (4), получим:

$$\cos\gamma_i \sin\beta - \cos\gamma_0 \sin\alpha = -\frac{e}{mvc}(A_i - A_0). \tag{5}$$

Для траектории, целиком лежащей в средней плоскости, $\gamma_0 = \gamma_i = 0$, и, следовательно,

$$\sin\beta_m - \sin\alpha_m = -\frac{e}{mvc}(A_i - A_0) \tag{6}$$

(ср. с формулой (5) в [1]). Индекс $_m$ говорит о том, что рассматриваемая траектория лежит в средней плоскости. Из равенств (5) и (6) следует:

$$\cos\gamma_i \sin\beta - \cos\gamma_0 \sin\alpha = \sin\beta_m - \sin\alpha_m. \tag{7}$$

В нашем случае γ_0 и γ_i всегда будут малы. Поэтому, разложив $\cos\gamma_0$ и $\cos\gamma_i$ в ряды и удержав в каждом из них только первые два члена, напишем:

$$\sin\beta - \sin\beta_m = \frac{\gamma_i^2}{2}\sin\beta - \frac{\gamma_0^2}{2}\sin\alpha + \sin\alpha - \sin\alpha_m. \tag{8}$$

В β-спектрографе с плоским отклоняющим магнитным полем и двумя магнитными линзами разброс углов в пучке, поступающем в отклоняющую систему, объясняется, в первую очередь, конечными размерами источника и сферической аберрацией коллиматорной линзы. Будем считать, что для компенсации поворота изображения в коллиматорной линзе источник, расположенный в ее фокальной плоскости, повернут от вертикального положения на угол, равный по величине и обратный по направлению углу поворота изображения. Тогда конечная ширина источника вызывает в прошедшем через линзу пучке разброс углов в горизонтальной плоскости, а длина его — в вертикальной. Размытие линии, связанное с конечной шириной источника, а также со сферической аберрацией линз, уже рассматривалось раньше [1]. Поэтому здесь мы остановимся только на влиянии длины источника, вызывающей разброс вертикальных углов γ_0, и будем считать, что угол α — один и тот же для всех лучей падающего пучка ($\alpha = \alpha_m$).

Введем $\Delta\beta = \beta - \beta_m$, причем β будем относить к траектории, для которой $\Delta\beta$ имеет наибольшее значение. Тогда $\Delta\beta$ представляет собой угловое размытие прошедшего через отклоняющую систему пучка в горизонтальном направлении. В том случае, если $\Delta\beta \ll \beta$, выражение (8) можно переписать следующим образом:

$$\cos\beta_m \cdot \Delta\beta = \frac{\gamma_i^2}{2}\sin\beta_m - \frac{\gamma_0^2}{2}\sin\alpha_m \tag{9}$$

и для симметричной системы ($\beta_m = -\alpha_m$):

$$\Delta\beta = -\operatorname{tg}\alpha_m\left(\frac{\gamma_0^2}{2} + \frac{\gamma_i^2}{2}\right). \tag{10}$$

Разброс вертикальных углов γ_0 в пучке, прошедшем коллиматор β-спектрографа, равен $l_и/2f_{л_1}$. Здесь $l_и$ — длина линейного источника, середина которого совпадает с осью коллиматора, а $f_{л_1}$ — фокусное расстояние коллиматорной линзы. Так как в обычных условиях отношение $l_и/f_{л_1} \ll 1$, то обусловленный конечной длиной источника разброс горизонтальных углов $\Delta\beta$, пропорциональный квадрату этого отношения, будет незначительным. Поэтому будет невелико и расшире-

* Определенное таким образом значение α отличается по знаку от значения α, введенного в работе [1].

ние линии изображения, равное $\Delta\beta \cdot f_{л_2}$, где $f_{л_2}$ — фокусное расстояние фокусирующей линзы.

Для того чтобы сделать по возможности малым вертикальный разброс углов в пучке после прохождения им отклоняющего поля γ_i, необходимо остановиться на системе, предложенной в указанной выше статье ([1], рис. 3). В этой системе угол падения параллельного пучка на магнитную призму подбирается таким образом, чтобы линейный фокус пучка, образованный вследствие наличия вертикальной фокусировки на краю магнитного поля, совпадал со средней линией магнитного поля (с осью X на рис. 1) и, кроме того, чтобы каждая траектория пересекала эту линию, двигаясь в перпендикулярном к ней направлении. В этом случае ход траекторий будет симметричен по отношению к средней линии, и параллельный пучок, падающий на отклоняющую систему, остается параллельным и после прохождения этой системы. Конечно, вследствие наличия аберраций при вертикальной фокусировке, в выходящем пучке будет существовать некоторый разброс вертикальных углов γ_i. Однако, так как расширение линии связано с квадратом этого разброса, оно не может быть сколько-нибудь значительным.

Вследствие поворота изображения во второй магнитной линзе регистрирующее устройство должно быть повернуто вокруг оси трубы на угол, равный по величине и направлению углу вращения изображения в линзе.

Из изложенного выше следует, что величина аберрации, вносимая отклоняющей системой с плоским магнитным полем, мала.

Это обстоятельство, вместе с отмеченным выше свойством магнитных линз, позволяющим использовать широкие пучки электронов, дает основание полагать, что предлагаемый прибор при рациональной конструкции может обладать также большой светосилой.

β-Спектрометр с симметричным ходом лучей

Из изложенного выше следует, что наиболее совершенной формой β-спектрометра с плоским отклоняющим магнитным полем и двумя магнитными линзами является β-спектрометр с симметричным ходом лучей. Такой β-спектрометр был нами построен и опробован. Общий вид его представлен на рис. 2. Основные части β-спектрометра следующие: электромагнит *1* с экраном *2*, медная вакуумная камера *3* с присоединенными к ней двумя медными трубами *4*, две магнитные линзы *5*, устройство для крепления источника *6* и регистрирующее устройство *7*. Конструкция электромагнита представлена отдельно на рис. 3. Он состоит из замкнутого железного ярма *1*, на которое надеты две катушки *2* (основная обмотка), содержащие по 625 витков медного провода. Направления токов в катушках таково, что образованные ими в железном ярме магнитные потоки направлены навстречу друг другу. При таком включении весь магнитный поток проходит через зазор между верхней и нижней железными плитами ярма, которые играют роль полюсов. Величина зазора между полюсами равна 50 мм, ширина полюсов 248 мм.

Из-за магнитного сопротивления железных плит напряженность магнитного поля в зазоре несколько падает при удалении от катушек и достигает минимального значения в середине электромагнита. Этот эффект усугубляется тем, что, вследствие малости величины магнитной индукции в железе ярма, сопротивление железа определяется его начальной проницаемостью, которая, как известно, невелика. Для того чтобы увеличить магнитную проницаемость железа, мы применили вспомогательную подмагничивающую обмотку *3*, которая создавала в ярме замкнутый в железе магнитный поток, значительно превышающий по величине основной поток. Этот дополнительный поток вызывал в зазоре линейное изменение напряженности магнитного поля. Для нейтрализации этого изменения

напряженности мы намотали на железные плиты равномерно распределенную обмотку *4*, также создающую в зазоре линейно изменяющееся поле, которое при правильном подборе соотношений токов в обмотках *3* и *4* будет равным по величине и обратным по направлению полю, созданному подмагничивающей обмоткой *3*. При такой компенсации полей, возбужденных вспомогательными обмотками, в зазоре остается поле, созданное основной обмоткой. Однако, так как число ампервитков во вспомогательных обмотках рассчитывалось таким образом, чтобы при наличии вы-

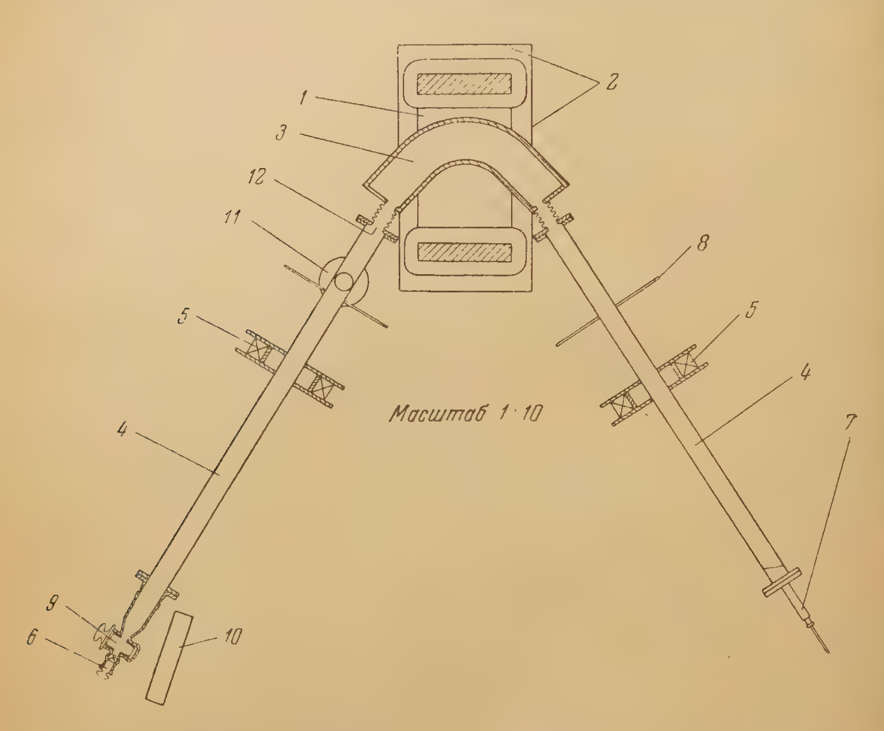


Рис. 2. β-Спектрометр с симметричным ходом лучей: *1* — электромагнит, *2* — экран, *3* — вакуумная камера, *4* — трубы, *5* — магнитные линзы, *6* — стеклянный шлиф для крепления источника, *7* — регистрирующее устройство, *8* — железный диск, *9* — вакуумный кран, *10* — свинцовый блок, *11* — масляный насос, *12* — флянец сильфона

званного ими замкнутого в железе дополнительного потока проницаемость железа была бы близка к максимальной, падение напряженности поля в зазоре, обусловленное сопротивлением железа, будет теперь меньше, чем в случае подключения одной основной обмотки. Применяя вспомогательные обмотки, нам удалось получить в зазоре поле, изменяющееся при перемещении в направлении, параллельном краю полюсов, не более чем на 0,1 % на отрезке в 12 см. При отсутствии вспомогательных обмоток поле на этом участке изменялось на 0,5 %.

Необходимо отметить, что получение магнитного поля, очень мало изменяющегося при перемещении в одном направлении, т. е. по возможности точно отвечающего понятию «плоского поля», является основной трудностью при построении β-спектрометра описываемого типа. Повидимому, эта задача может быть радикально решена только в случае применения сплавов с высокой начальной проницаемостью (пермаллой).

Для того чтобы ограничить область распространения полей рассеяния электромагнита, мы поместили последний в железную коробку (экран) *2* (рис. 2). В экране напротив зазора между полюсами электромагнита проделаны длинные окна шириной, равной расстоянию между полюсами.

Выбор угла падения параллельного электронного пучка на отклоняющую систему производился расчетным путем. На основании измеренного распределения магнитного поля строились траектории в средней плоскости отклоняющей системы. Вертикальный ход траекторий определялся при помощи численного интегрирования дифференциального уравнения для вертикальной фокусировки, предложенного Хургиным [2]. Расчет показал, что параллельный электронный пучок с углом падения α, равным 58°, образует линейный фокус, совпадающий со средней линией отклоняющей системы, если радиус траекторий в однородной части поля равен 18,1 см. В этом случае $\beta=\alpha=58°$. В соответствии с этим была спроектирована камера и установлены трубы.

Магнитные линзы представляют собой катушки, содержащие по 710 витков медного провода, навитого на алюминиевые каркасы. Расстояние между коллиматорной линзой и источником равнялось 90 см, расстояние между фокусирующей линзой и приемной щелью было равно 62 см. Между каждой линзой и отклоняющей системой помещалось по железному диску *8* (рис. 2), уменьшающему протяженность поля линзы в сторону отклоняющей системы, где оно искажалось влиянием железного экрана.

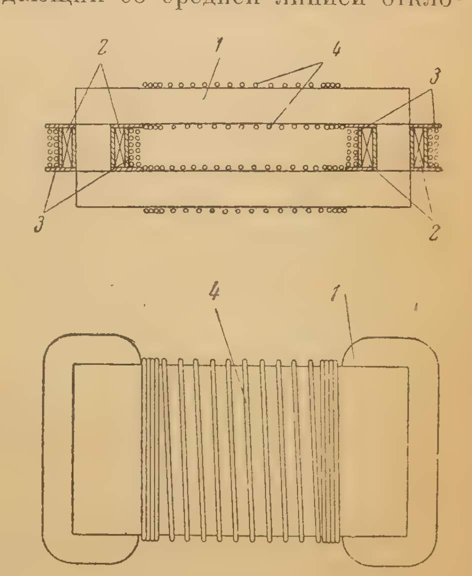


Рис. 3. Электромагнит β-спектрометра: *1* — ярмо, *2* — катушки, *3* — подмагничивающая обмотка, *4* — распределенная обмотка

Источник крепится на пробке стеклянного шлифа *6* и может легко вращаться вокруг оси трубы коллиматора. Источник устанавливается в таком положении, чтобы его поворот компенсировал вращение изображения в коллиматорной линзе. Вакуумный кран *9* позволяет менять источник при работающем вакуумном насосе.

Региструющее устройство *7* представляет собой самогасящийся счетчик, наполненный смесью аргона с парами спирта. Впуск β-частиц в счетчик производится через щель, расположенную на его торцовой поверхности и закрытую тонким слюдяным листком. Счетчик крепится на фланце второй трубы β-спектрометра и вместе с фланцем может поворачиваться вокруг оси трубы, что позволяет установить приемную щель параллельно повернутому фокусирующей линзой изображению источника. Между источником и счетчиком помещен свинцовый блок *10* для уменьшения фона γ-лучей.

Система откачивается высоковакуумным масляным насосом *11*. Достижение вакуума устанавливается по отсутствию свечения в присоединенной к системе разрядной трубке.

Для проверки β-спектрометра на нем промерялась конверсионная линия *F*, соответствующая превращению ThB в ThC. Источником служила узкая полоска активированной с одной стороны алюминиевой фольги толщиной в 8 μ. Результаты измерений представлены на рис. 4. Здесь по осям абсцисс отложены значения тока в основной обмотке отклоняющего электромагнита в амперах, а по осям ординат — числа отсчетов счетчика в минуту, уменьшенные на величину собственного фона счетчика. Изображенная на рис. 4, *а* линия снята при следующих условиях: ширина источника 1 мм, длина — 10 мм; ширина приемной щели 2 мм, длина — 15 мм; апертурной диафрагмой, определяющей расходимость пучка β-частиц служил фланец сильфона *12* с круглым отверстием диаметром 30 мм. Как

видно из рисунка, полуширина полученной линии равна 0,24 %. Следующие результаты (рис. 4, *б*) были получены при уменьшенной горизонтальной расходимости пучка, для чего в плоскости упомянутого выше флянца сильфона устанавливалась вертикальная щель шириной 12 мм. Полуширина этого изображения линии равна 0,18 %. Уменьшение ширины линии с уменьшением горизонтальной расходимости пучка объясняется в пер-

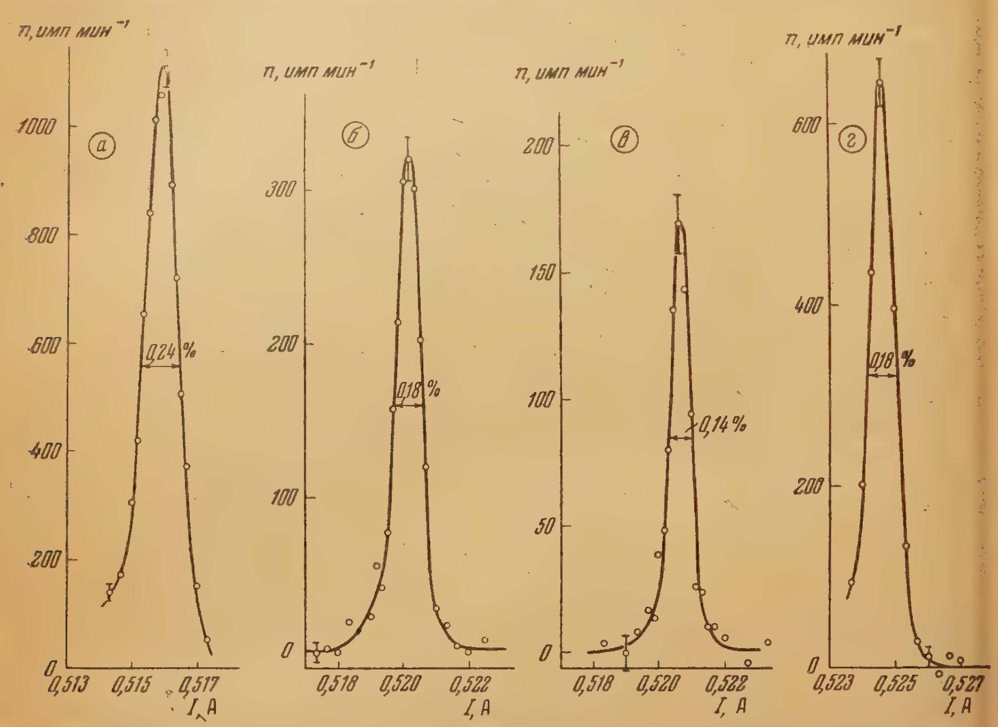


Рис. 4. *F*-Линия ThB, снятая на β-спектрометре при различных условиях расходимости пучка: *1* — щель — круглое отверстие φ 30 мм, *2* — вертикальная щель шириной 12 мм, *3* — вертикальная щель шириной 1 мм, *4* — то же, что и *1*, но с выключенной фокусирующей линзой и вертикальной приемной щелью

вую очередь, повидимому, тем, что при более узких пучках влияние неоднородности отклоняющего магнитного поля (в направлении, параллельном краю полюсов) оказывается меньше. Дальнейшее уменьшение ширины линии было достигнуто установкой более узкой приемной щели, шириной 1 мм (рис. 4, *в*). Полуширина линии получилась равной 0,14 %.

Представляло интерес испытать β-спектрометр в условиях работы с одной линзой (в оптике, как известно, существуют аналогичные типы спектрографов). Для этого мы выключали фокусирующую линзу, а приемную щель устанавливали в вертикальном положении. При ширине источника 1 мм, ширине приемной щели 2 мм и диаметре отверстия апертурной диафрагмы 30 мм было получено изображение линии (рис. 4, *г*) с полушириной, равной 0,18 %. При этом значения углов α и β для среднего луча пучка оставались равными 58°, а расстояние от источника до коллиматорной линзы — 90 см.

Физико-технический институт
Академии наук СССР

Получена редакцией
15. XII. 1953 г.

Цитированная литература

1. Кельман В. М. и Каминский Д. Л., ЖЭТФ, 21, 555 (1951).
2. Хургин Я. Л., ЖЭТФ, 9, 824 (1939).

. XVIII, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

В. М. КЕЛЬМАН и К. В. ЛЮБИМОВ

ПОДОБНЫЕ ТРАЕКТОРИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ*

В магнитном поле с произвольной зависимостью напряженности поля т координат форма траектории заряженной частицы, вообще говоря, еняется при изменении ее скорости. Однако можно подобрать такое аспределение поля, в котором частицы с различными скоростями при пределенных начальных условиях будут описывать подобные траектории. айдем общие условия, которым должны удовлетворять такие поля, граничившись рассмотрением двухмерных полей.

Пусть напряженность плоского поля $H = H(y, z)$. Для этого поля оставляющими вектор-потенциала **A** будут: $A_x = A(y, z)$, $A_y = A_z = 0$. ункция Лагранжа для заряженной частицы, движущейся в двухмерном агнитном поле, имеет вид:

$$L = \frac{mv^2}{2} + \frac{e}{c}\dot{x}A(y, z).$$

том случае, если составляющая вектор-потенциала $A(y, z)$ будет днородной функцией координат, подобное преобразование координат $= \lambda x'$, $y = \lambda y'$ и $z = \lambda z'$ при одновременном преобразовании времени $= \lambda^{1-k}t'$, где k — степень однородности вектор-потенциала, приведет ишь к изменению функции Лагранжа на постоянный множитель:

$$L\left(y, z, \frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt}\right) = \lambda^{2k} L\left(y', z', \frac{dx'}{dt'}, \frac{dy'}{dt'}, \frac{dz'}{dt'}\right).$$

то значит, что в магнитном поле, вектор-потенциал которого является днородной функцией координат, возможно движение по подобным траекториям.

Составляющая вектор-потенциала $A(y, z)$ должна удовлетворять уравнению Лапласа $\Delta A(y, z) = 0$. Как известно, этому уравнению будут довлетворять функции, представляющие собой действительную или мнимую часть комплексного выражения $f(y + iz)$, где f — аналитическая ункция. В том случае, если f будет степенной функцией комплексного ргумента $y + iz$, искомые потенциальные функции будут еще однородны тносительно координат. Следовательно, в соответствии с изложенным ыше, в магнитных полях, описываемых такого рода функциями, возможно движение по подобным траекториям.

Плоские магнитные поля, вектор-потенциалы которых представляют бой однородную функцию координат, могут найти применение в магнитых электронных зеркалах. Применяя такие поля, можно осуществить ектронное зеркало, в котором электронный луч, проходящий в средней лоскости магнитного поля, отразившись от зеркала, не испытывает паллельного смещения при изменении скорости электронов, как это имеет есто в магнитном электронном зеркале, описанном в статье В. М. Кель-

---

* Доложено на Совещании в АН СССР 17 февраля 1953 г.

мана, М. И. Корсунского и Ф. Ф. Ланге [1]. Для этого достаточно подобрать такой угол падения электронного луча на зеркало, чтобы траектории падающих и отраженных электронов пересекались в точке, лежащей на краю поля. Эта точка и будет центром подобия для траекторий электронов с различными энергиями.

В настоящей работе мы провели исследование электронных магнитных зеркал двух простейших типов. Магнитные поля этих зеркал определяются вектор-потенциалами, представляющими собой однородные функции координат со степенями однородности, равными двум и трем. В первом случае

$$A(y,\ z) = \mathrm{Re}\left[-\frac{H_0}{2}(y+iz)^2\right] = -\frac{H_0}{2}(y^2 - z^2).$$

Этому вектор-потенциалу соответствует магнитное поле с составляющими

$$H_x = 0, \quad H_y = H_0 z, \quad H_z = H_0 y.$$

Такое поле мы будем называть линейным. Во втором случае

$$A(y,\ z) = \mathrm{Re}\left[-\frac{H_0}{3}(y+iz)^3\right] = -\frac{H_0}{3}(y^3 - 3yz^2).$$

Ему соответствует поле с составляющими

$$H_x = 0, \quad H_y = 2H_0 yz, \quad H_z = H_0(y^2 - z^2),$$

которое мы назовем квадратичным.

Электронное зеркало с линейным магнитным полем

Применение линейного магнитного поля в магнитных электронных зеркалах впервые было предложено Л. А. Арцимовичем и Я. Л. Хургиным в 1940 г., которые рассчитали также объемные траектории заряженных частиц в таком поле. Позже расчеты траекторий в средней плоскости линейного магнитного поля были сделаны Коггешаллом и Мускатом [2]. Используя приведенное в [2] решение уравнений движения заряженных частиц в средней плоскости линейного магнитного поля, найдем, что угол падения электронного луча на зеркало, при котором точки входа и выхода луча из магнитного поля практически совмещаются, равен 40°. Соответствующая траектория приведена на рис. 1.

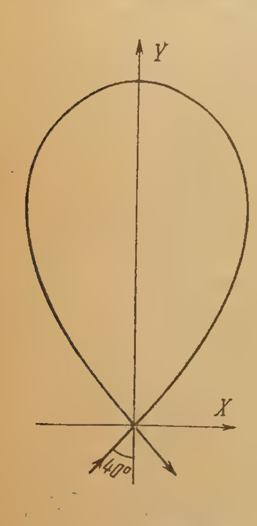


Рис. 1. Траектория электронов в магнитном электронном зеркале с линейным полем при угле падения 40°

Линейное магнитное поле было осуществлено при помощи электромагнита, изображенного на рис. 2. Полюса электромагнита *1* представляют собой пластины из железа «армко», присоединенные болтами к щиту *2* из того же материала с прямоугольным окном *3* для впуска электронов. На каждую пластину намотана обмотка возбуждения *4*. Плотность намотки одна и та же вдоль всей пластины. Обмотки соединяются между собою последовательно с таким расчетом, чтобы токи в их размещенных внутри электромагнита частях были бы одного направления. Если пренебречь магнитным сопротивлением железа и сопротивлением стыка между деталями *1* и *2*, то при указанной конструкции электромагнита весь магнитный поток будет проходить через щит. Напряженность магнитного поля в какой-либо точке межполюсного пространства будет пропорциональна числу витков, охватываемых силовой линией, проходящей через эту точку. Следовательно, напряженность магнит-

ного поля будет пропорциональна расстоянию от начала обмотки ($y = 0$), т. е. будет пропорциональна координате y: $H_z = H_0 y$*.

Измерения магнитного поля в средней плоскости описанного выше электромагнита показали, что линейная зависимость нарушается только

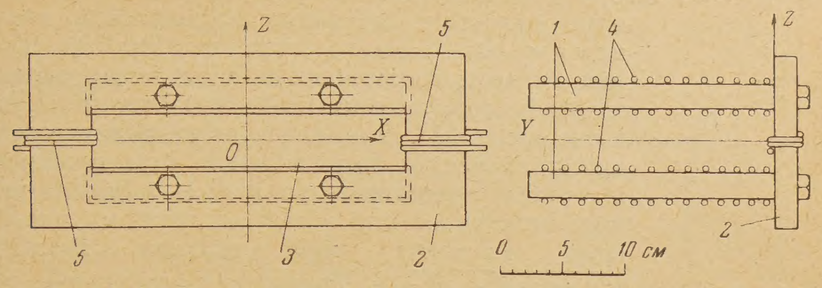


Рис. 2. Конструкция магнитного электронного зеркала: *1* — полюсные пластины, *2* — щит, *3* — окно в щите, *4* — основная обмотка, *5* — компенсационная обмотка

в области, близкой к началу обмотки (рис. 3). Это нарушение связано с краевым эффектом. Кроме того, необходимо принять меры к тому, чтобы магнитное сопротивление стыка между щитом и полюсами, а также магнитное сопротивление самого щита были минимальными. Эти сопротивления вызывают смещение точки, в которой напряженность поля равна нулю, по направлению оси y, и вблизи начала обмотки образуется область с отрицательными значениями H_z. Для того чтобы полностью ликвидировать этот эффект, мы применяли дополнительную обмотку *5* (рис. 2), размещенную на щите по обеим сторонам от его окна. Эта обмотка компенсирует падение магнитодвижущей силы на магнитном сопротивлении стыков и железа щита. Приведенное на рис. 3 распределение поля получено при плотности основной обмотки 10 витков на 1 см и при токе, равном 1,8 А. Компенсационная обмотка состояла из двух витков (по одному с каждой стороны щита), включенных последовательно с основной обмоткой. Измерения магнитного поля производились баллистическим методом.

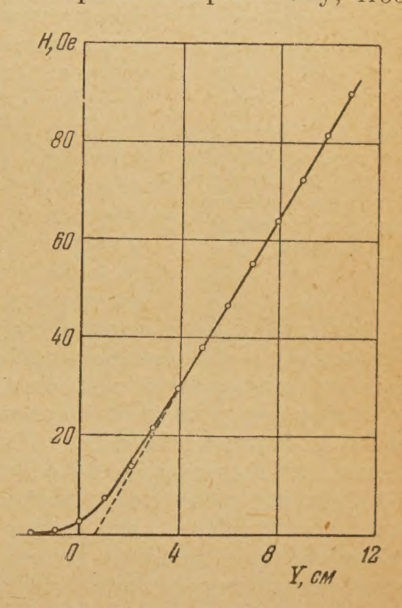


Рис. 3. Распределение поля в магнитном электронном зеркале с линейным полем

Электронное зеркало с квадратичным магнитным полем

В средней плоскости магнитного электронного зеркала с квадратичным полем напряженность поля изменяется по закону $H = H_0 y^2$. Уравнения движения заряженных частиц в этой плоскости приводятся к квадратурам:

$$\overline{x} - \overline{x}_0 = \int_0^{\overline{y}} \frac{\cos\alpha_0 + \overline{y}^3}{\sqrt{1 - (\cos\alpha_0 + \overline{y}^3)^2}} d\overline{y},$$

* Изложенный здесь метод получения линейного магнитного поля известен в электротехнике, где он применяется для получения линейных участков трапецоидального распределения поля в зазоре электрической машины с подразделенным железом (см., например, [3]).

где $\bar{x} = \sqrt[3]{\frac{H_0}{3H\rho}}\,x$, $\bar{y} = \sqrt[3]{\frac{H_0}{3H\rho}}\,y$, α_0 — угол между направлением падающего на зеркало электронного луча и осью X, $H\rho$ — импульс заряженных частиц. Численное интегрирование этого выражения при различных значениях α_0 показало, что угол падения электронного луча на зеркало $90 - \alpha_0$, при котором восходящая и нисходящая ветви траекторий пересекаются достаточно близко от начала поля, равен 28°. Так как подинтегральное выражение стремится к бесконечности при приближении к вершине траектории, то для выполнения численного интегрирования в этой области мы преобразовали интеграл при помощи подстановки $\sqrt{1-\cos\alpha_0 - \bar{y}^3} = t$. Траектория электронов, падающих на магнитное электронное зеркало под углом 28°, изображена на рис. 4.



Рис. 4. Траектория электронов в магнитном электронном зеркале с квадратичным полем при угле падения 28°

Для получения квадратичного магнитного поля мы использовали тот же электромагнит, что и для получения линейного поля, но с другой обмоткой. Квадратичное возрастание напряженности магнитного поля с координатой y будет иметь место в том случае, если плотность намотки будет возрастать линейно с этой координатой.

Для того чтобы осуществить по возможности точно такое распределение плотности намотки, число витков на 1 см длины обмотки увеличивалось на одну и ту же величину (на 2 витка) при увеличении y на 1 см. Так, в начале обмотки на первом сантиметре было размещено 2 витка, на втором — 4 витка, на третьем — 6 витков и т. д.

Измерения магнитного поля показали, что и в этом случае необходимо прибегнуть к компенсационной обмотке. На рис. 5 сплошная кривая представляет измеренную зависимость напряженности поля от y при силе тока в основной обмотке, равной 3 А. Компенсационная обмотка при этом состояла из 28 витков (по 14 с каждой стороны щита) и была подключена последовательно с основной. Экспериментальные точки хорошо ложатся на параболу, и только в начале поля падение напряженности происходит несколько медленнее, чем это требуется параболической зависимостью (последняя представлена на рисунке пунктирной кривой).

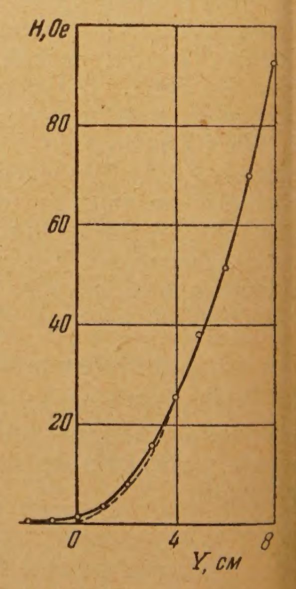
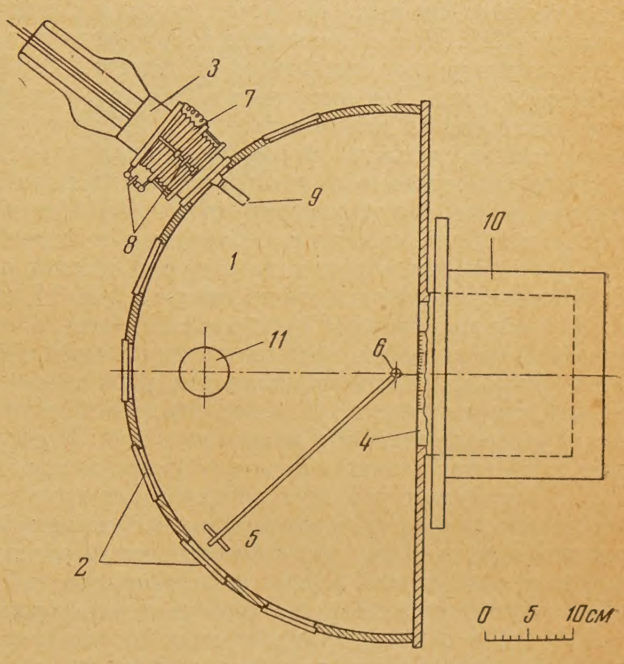


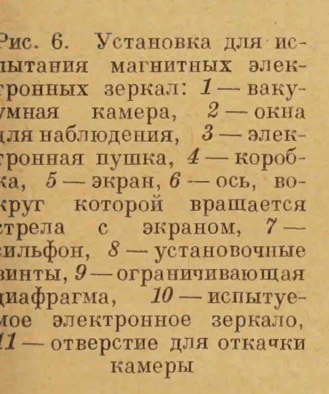
Рис. 5. Распределение поля в магнитном электронном зеркале с квадратичным полем

Испытание магнитных электронных зеркал

Испытание магнитных электронных зеркал производилось на установке, схематически изображенной на рис. 6. Установка состояла из медной вакуумной камеры *1* со стеклянными окнами для наблюдения *2*, из электронной пушки с накаленным катодом *3* и из присоединенной к камере коробки *4*, на которую надевалось испытуемое электронное зеркало. Отраженные от зеркала электроны падали на экран *5*, который был подвешен на горизонтальной стрелке и при помощи особого устройства мог перемещаться вдоль стрелы и по-

ворачиваться вместо со стрелой вокруг вертикальной оси *6*. Таким образом, экран мог устанавливаться в любом месте камеры в горизонтальной плоскости. Перемещение экрана осуществлялось вращением двух шлифов (не указанных на рисунке) без нарушения вакуума в камере. Экран был изготовлен из стеклянной пластинки, покрытой виллемитом. Для отвода накопляющегося на экране заряда на стекло навивалась медная проволока, достаточно тонкая, чтобы не мешать наблюдениям. Между электронной пушкой и камерой был помещен сильфон *7*, осуществлявший подвижное соединение; при помощи установочных винтов *8* можно было точно задать первоначальное направление пучка. Расходимость пучка ограничивалась диафрагмой с круглым отверстием *9* с диаметром отверстия 2,5 мм.




Рис. 6. Установка для испытания магнитных электронных зеркал: *1* — вакуумная камера, *2* — окна для наблюдения, *3* — электронная пушка, *4* — коробка, *5* — экран, *6* — ось, вокруг которой вращается стрела с экраном, *7* — сильфон, *8* — установочные винты, *9* — ограничивающая диафрагма, *10* — испытуемое электронное зеркало, *11* — отверстие для откачки камеры

При испытании магнитного зеркала с линейным полем экран *5* и электронное зеркало *10* устанавливались в положении, указанном на рис. 6. Ток в обмотке электромагнита был равен 1,8 А, что соответствует распределению поля, представленному на рис. 3. Пучок падал на электронное зеркало под углом 40°. При энергии электронов в 2 keV на экране было видно светящееся овальное пятно $\sim$ 2,5 см шириной и высотой 1 см. При увеличении энергии электронов до 12,5 keV форма и размеры пятна менялись незначительно, а середина его перемещалась в сторону, противоположную электронной пушке, на 6 мм. При дальнейшем увеличении энергии электронов пучок попадал на стенки коробки.

Направив электронный пучок на дно коробки *4*, на которое нанесен тонкий слой виллемита, можно получить на нем четкое изображение начального и конечного участков описываемой электронами петли. Это дает возможность, пользуясь нанесенной на край коробки виллемитовой шкалой, определить места входа и выхода электронного пучка из магнитного зеркала, и таким образом, зная положения ограничивающей диафрагмы *9* и пятна на экране, найти углы падения и отражения. Эти углы измерялись нами при энергии падающих электронов 12,5 keV и оказались равными между собой в пределах точности измерений.

При перемещении экрана вдоль стрелы по направлению к зеркалу горизонтальные размеры пятна несколько уменьшаются, а вертикальные — увеличиваются. Это говорит о наличии небольшой расходимости отра-

женного электронного пучка в средней плоскости и об его некоторой фокусировке в вертикальном направлении.

Расходимость отраженного пучка в средней плоскости обусловливается расходимостью падающего на зеркало пучка. Фокусировка пучка в вертикальном направлении появляется в результате воздействия параллельных средней плоскости составляющих поля $H_y = H_0 z$, фокусирующих и дефокусирующих пучок на различных его участках внутри зеркала. При увеличении угла падения электронного пучка на зеркало вертикальная сходимость отраженного пучка увеличивается.

Аналогичным образом производилось испытание магнитного электронного зеркала с квадратичным полем. Сила тока в обмотке электромагнита при испытании была равна 3 А (соответствующее распределение поля представлено на рис. 5). Угол падения электронного луча на зеркало равнялся 28°. Для обеспечения такого угла падения пришлось повернуть электромагнит по отношению к камере. Экран снова устанавливался в конце стрелы. При энергии электронов, равной 11 keV, на экране было видно светящееся пятно шириной в 2,5 см и высотой около 6 см. Пятно имело прямоугольную форму вследствие того, что верхняя и нижняя части пучка срезались дном и крышкой коробки *4*. Такая форма пятна говорит о сильном дефокусирующем действии в вертикальном направлении магнитного зеркала с квадратичным полем при угле падения в 28°. При уменьшении энергии электронов высота пятна еще увеличивается. При изменении энергии электронов с 2,5 до 11 keV пятно перемещалось по экрану в направлении от электронной пушки примерно на 20 мм. Такое перемещение пятна (равно как и аналогичное смещение в случае магнитного зеркала с линейным полем) объясняется, повидимому, воздействием на электроны, движущиеся вне зеркала, вертикальных составляющих магнитного поля Земли и поля рассеяния электромагнита. В нашем случае эти составляющие были направлены в противоположные стороны. Измерения показали, что на некоторых участках электронных траекторий напряженность поля рассеяния для магнитного зеркала с линейным полем была порядка 1 Ое, а для магнитного зеркала с квадратичным полем она достигала 2 Ое. Воздействие этих полей можно значительно ослабить, экранируя пространство, в котором электроны движутся вне зеркала.

Исследуя движение заряженных частиц в других двухмерных магнитных полях вектор-потенциалом, выраженным однородной функцией координат, можно разработать магнитные электронные зеркала, отражающие электроны при любых, определенных для каждого зеркала, углах падения без параллельного смещения отраженных лучей при изменении скорости частиц. Однако при этом необходимо каждый раз теоретически или экспериментально определять влияние параллельных средней плоскости составляющих магнитного поля, осуществляющих фокусировку или дефокусировку пучка в вертикальном направлении, так как из-за воздействия этих составляющих возможны случаи (особенно при малых углах падения) большой потери интенсивности электронного пучка при прохождении через зеркало, вследствие его попадания на дно и крышку коробки, в которой происходит отклонение.

Физико-технический институт
Академии наук СССР

Получена редакцией
15. XII. 1953 г.

Цитированная литература

1. Кельман В. М., Корсунский М. И. и Ланге Ф. Ф., ЖЭТФ, 9, 681 (1939).
2. Coggeshall N. D. a. Muskat M., Phys. Rev., 66, 187 (1944).
3. Френкель А., Теория переменных токов, стр. 234.— Энергоиздат, М.— Л., 1933.